

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系物質系専攻

平成 25 年度

修士論文

# 高強度テラヘルツ波照射下における 半導体の電気伝導特性

2014 年 1 月 28 日提出  
指導教員：末元 徹 教授

47-126039：橋本 未知也



# 概要

近年、テラヘルツ波技術の進歩によって  $\text{LiNbO}_3$  結晶を用いた高強度テラヘルツ波発生法により、非常に強いテラヘルツ波パルスの発生が可能となった。半導体に高強度テラヘルツ波を照射するとキャリアが指数関数的に増加する衝突イオン化が起こることが透過測定や発光による観測で最近わかった。キャリア数が衝突イオン化によって大きく変化するため、半導体の伝導特性も大きく変化すると考えられ、この変化はマクロな電流の変化として観測できることが期待される。

本研究の目的は、衝突イオン化によるキャリア増加を電氣的に検出し、高強度テラヘルツ波照射下におけるキャリアダイナミクスを明らかにすることである。

まず初めに、実験に必要な高強度テラヘルツ波発生系を構築した。 $\text{LiNbO}_3$  結晶を用いてピーク電場  $400 \text{ kV/cm}$  の高強度テラヘルツ波の発生に成功した。これは、衝突イオン化などの非線形現象を見るためには十分な強度である。

試料として Ge と n 型 GaAs を用いた。Ge 試料として Ge 基板に 4 つの In 電極を  $1 \text{ mm}$  間隔で配置した構造を作成し測定に用いた。n 型 GaAs 試料として市販のホール素子を用いた。その構造は、n 型 GaAs 基板に 4 つのオーミック電極を  $0.1 \text{ mm}$  間隔で四角形に配置した構造である。

Ge において電気伝導特性は、2 端子測定と 4 端子測定を用いて調べた。テラヘルツ波強度依存性を調べた結果、衝突イオン化による電流の指数関数的な増加を観測した。また、電流のテラヘルツ波偏光依存性を調べた。その結果、電極の電場増強効果によると思われる偏光依存性を観測した。印加電圧なしでの位置依存性の観測からは、拡散電流と見られる電流を観測した。

GaAs では、4 端子測定を用いて調べた。強度依存性の測定では、衝突イオン化による電流の指数関数的な増加を観測した。偏光依存性の測定では、Ge と異なりテラヘルツ電場によるキャリアの加速による効果とみられる偏光依存性を観測した。

これらの結果から、テラヘルツ波を照射したときの伝導特性の変化には、電極の電場増強効果、拡散電流、衝突イオン化とテラヘルツ電場によるキャリアの加速など複数の現象が関係していることがわかった。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 テラヘルツ波について	1
1.2 高強度テラヘルツ波の発生方法	2
1.3 衝突イオン化	4
1.4 本研究の目的	5
<b>第 2 章 試料</b>	<b>6</b>
2.1 Ge	6
2.2 n 型 GaAs	9
<b>第 3 章 実験方法</b>	<b>12</b>
3.1 テラヘルツ波の発生と検出	12
3.1.1 パルス面傾斜法による高強度テラヘルツ波発生 の原理	12
3.1.2 回折格子と 4f 光学系によるパルス面傾斜	16
3.1.3 EO サンプリングによるテラヘルツ波の検出	18
3.1.4 テラヘルツ波発生・測定光学系	19
3.1.5 テラヘルツ波発生・測定光学系の最適化	20
3.2 測定方法	23
3.2.1 4 端子測定と 2 端子測定 の原理	23
3.2.2 実験配置	24
3.2.3 強度依存性の測定方法	26
3.2.4 偏光依存性・位置依存性の測定方法	26
<b>第 4 章 実験結果と考察</b>	<b>27</b>
4.1 Ge の 2 端子測定	27
4.1.1 印加電圧依存性	27
4.1.2 強度依存性	28
4.1.3 偏光依存性	31
4.1.4 位置依存性	33
4.2 Ge の 4 端子測定	35

4.2.1	印加電圧依存性 .....	35
4.2.2	強度依存性 .....	37
4.2.3	偏光依存性 .....	38
4.2.4	位置依存性 .....	39
4.3	Ge 直線配置の印加電圧なし 2 端子測定 .....	41
4.3.1	強度依存性 .....	41
4.3.2	位置依存性 .....	42
4.4	n 型 GaAs の 4 端子測定 .....	43
4.4.1	強度依存性 .....	44
4.4.2	印加電圧依存性 .....	45
4.4.3	偏光依存性 .....	46
4.5	考察 .....	47
4.5.1	電極の電場増強による偏光依存性 .....	47
4.5.2	ブリッジ回路による 4 端子測定の偏光依存性 .....	50
<b>第 5 章 結論と展望 .....</b>		<b>52</b>
<b>参考文献 .....</b>		<b>53</b>
<b>謝辞 .....</b>		<b>54</b>

# 第 1 章 序論

## 1.1 テラヘルツ波

テラヘルツ (THz) 波とは、周波数が  $0.1 \sim 10$  THz の領域の電磁波であり、電波と光の中間領域にあたる。そのため光の領域から見ると遠赤外線、電波の領域から見るとサブミリ波にあたる。この領域にはフォノン、キャリア、スピンなどの物質特有の吸収帯があり、それらの性質を調べるのに有用な周波数領域である。しかし、テラヘルツ領域では、長い間、実験に適した光源・検出法がなかったため、テラヘルツ波の実験は非常に大掛かりで難しいものであった。近年、半導体と電極で構成された光伝導アンテナにフェムト秒レーザーを照射することで、数サイクルのテラヘルツ波が発生・検出できることが発見された[1]。このテラヘルツ波は、 $1$  ps 程度の時間幅と広帯域なスペクトルを持ち、テラヘルツパルスと呼ばれる。このような広帯域のテラヘルツ波を用いて試料の透過光を時間分解測定する方法をテラヘルツ時間領域分光と呼ぶ。テラヘルツ時間領域分光では電場波形を直接観測できるため振幅と位相の情報が同時に得られる。そのため、周波数ごとの複素誘電率を直接求められる。また、数サイクルのテラヘルツ波を  $1$  ps 程度の時間幅をもつ電場・磁場パルスとして用いることで物質中のキャリア・スピンの運動を超高速で制御し観測することも可能である[2]。テラヘルツ波の発生・検出方法は、日々進歩しており、非常に強力なテラヘルツ波の発生も可能になってきている。強力なテラヘルツ波で引き起こされる現象についてはまだわかっていないことも多いため、テラヘルツ波の応用範囲を広げるためにもさらなる解明が期待される。

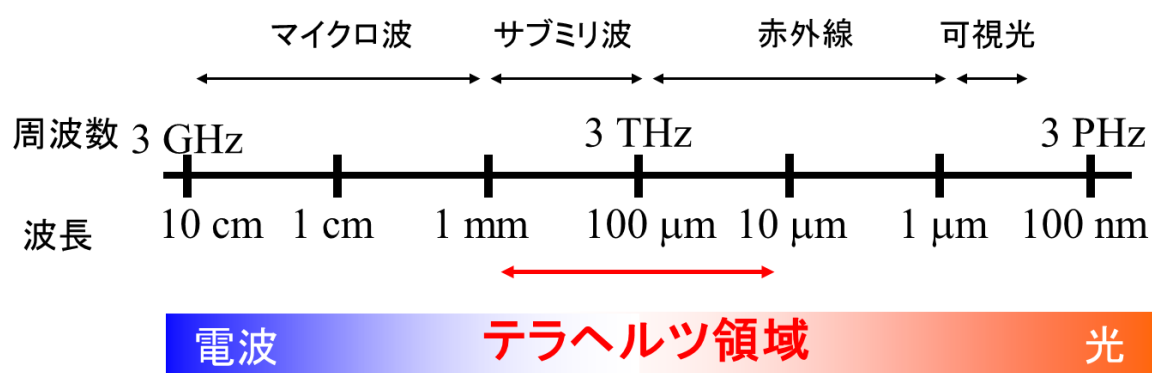


図 1.1: テラヘルツ波の周波数領域

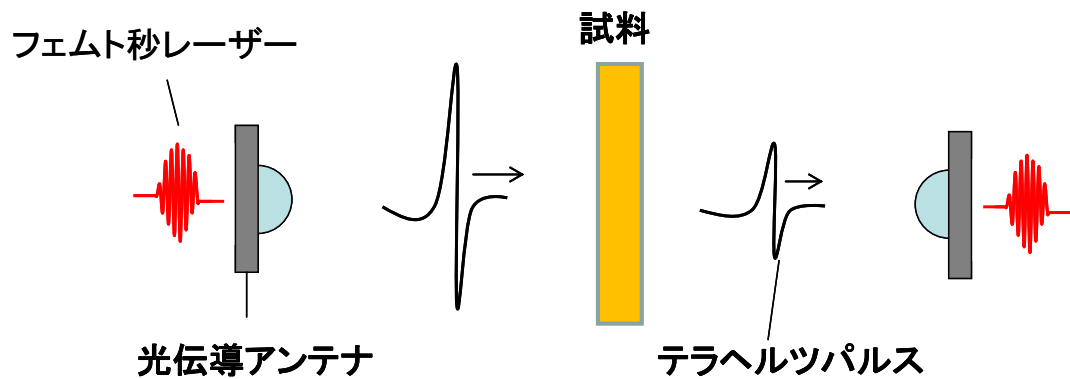


図 1.2: 光伝導アンテナによるテラヘルツ時間領域分光

## 1.2 高強度テラヘルツ波の発生方法

フェムト秒レーザーを用いた数サイクルのテラヘルツ波発生法は、光伝導アンテナから始まり、より広い周波数領域でより強い光源を求めて開発され、様々な方法が考案された。ここでは、近年、開発され、フェムト秒レーザーを用いた高強度テラヘルツ波の発生法としてよく用いられている  $\text{LiNbO}_3$  (LN) 結晶を用いたパルス面傾斜法によるテラヘルツ波発生とプラズマによるテラヘルツ波発生について簡単に説明する。

まず、プラズマによる高強度テラヘルツ波発生について説明する。この方法では、2 色のフェムト秒光パルスによって気体プラズマを発生させ、プラズマを流れる電流によってテラヘルツ波が放射される。フェムト秒光パルスをレンズで集光し、かつ BBO 結晶を通し 2 倍波を発生させる。基本波と 2 倍波の合成によって非対称な電場を作り、そこにプラズマを発生させることでテラヘルツ波が放射される。この方法は、 $\text{LiNbO}_3$  結晶の方法と比べ高周波側までスペクトルが伸びている。しかし、基本波の強度によって 2 倍波の発生効率が変わるため、発生するテラヘルツ波の強度、偏光が不安定である[3]。

次にパルス面傾斜法によるテラヘルツ波発生について説明する。パルス面傾斜法によるテラヘルツ波発生では、2 次の非線形光学効果である光整流効果を用いる。光整流効果とは、ある角周波数  $\omega$  の光によって定常電場が発生する現象である。また、フェムト秒レーザーは、数百 fs のパルス時間幅をもつ可視光パルスレーザーである。このフェムト秒光パルスを非線形光学結晶により光整流することで、1 ps 程度のパルス時間幅をもつテラヘルツ波パルスが発生する。光整流によるテラヘルツ波発生で高強度化するには、励起光強度を大きくする、非線形感受率の大きい非線形結晶を用いる事が考えられる。 $\text{LiNbO}_3$  結晶は、非線形感受率が以前から使われている  $\text{ZnTe}$  と比べて 2 倍以上大きい。また、バンドギャップエネルギーが 3.7 eV と大きいため、テラヘルツ波の減衰の原因となる励起光の多光子吸収によるキャリア発生が起こりづらい。このように LN 結晶は、テラヘルツ波の高強度化に適した非線形結晶であるが、屈折率分散から同軸上では位相整合条件を満たさない[4]。そのため、LN 結晶を用いたテラヘルツ波の高強度化は困難であった。

2002 年に Hebling らによってこの問題は入射光パルスのパルス面を進行方向に対して傾けることで克服できると理論的に示された[5]。パルス面とはパルスのピークとなる点を結んだ面であり、回折格子を用いることで進行方向に対して傾斜させることができる。テラヘルツ波は、図 1.3 のように入射光に対しチェレンコフ放射のように角度を持って放射されコーン状に広がっていく。このパルス面傾斜法を用いることで LN 結晶の位相整合条件を満たすことができ、LN 結晶を用いた強力なテラヘルツ波発生が可能となった。現在では、この方法を用いてピーク電場 1 MV/cm を超える高強度テラヘルツパルスの発生が報告されている[6]。

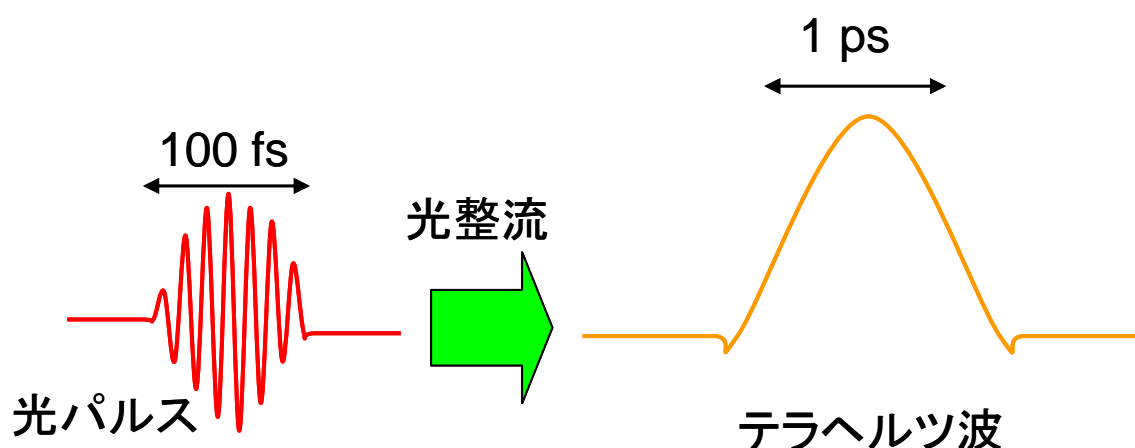


図 1.2: 光整流によるテラヘルツ波発生

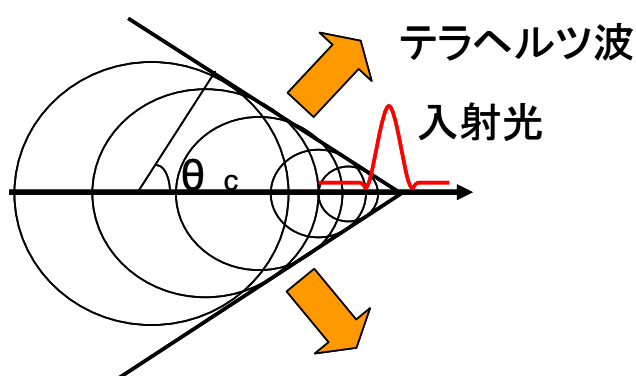


図 1.3: LN 結晶中を進む光パルスによるテラヘルツ放射

このような高強度テラヘルツ波を用いて、物質に超高速で変化を起こさせ非平衡・非線形な状態を見ることができる。例えば、強力な磁場・電場パルスとして用いたテラヘルツ波によるバンド構造の変化[7]やテラヘルツ波による相転移[8]などである。テラヘルツ波のエネルギーは、数 meV であり、半導体のエネルギーギャップより十分に小さいので光学遷移による電子励起の効果やそれに伴う熱の発生などを避ける事ができる。



### 1.3 衝突イオン化

高強度テラヘルツ波によって引き起こされる現象の一つに衝突イオン化という現象がある。この現象は、高強度テラヘルツ波の持つ強力な電場によって電子のバンド間遷移が起きてキャリアが急激に増加する現象である。テラヘルツ波のエネルギーは、数 meV 程度であり、1 eV 程度のバンドギャップエネルギーを持つ半導体のバンド間遷移を直接引き起こすことはできない。

例として GaAs のバンド構造で考える。テラヘルツ波を GaAs に照射すると、テラヘルツ波の電場成分によって半導体の電子が加速される。強電場により加速された電子  $e_{11}$  がバンドギャップエネルギーより大きなエネルギーを持つに至ると、加速された電子  $e_{11}$  が価電子帯の電子を励起して  $e_{22}$  とホール  $h_{21}$  を生成し、自らのエネルギーを失って低エネルギー状態  $e_{12}$  に遷移する。この過程を衝突イオン化と呼ぶ。

1 回の衝突イオン化で電子数は 2 倍になる。そのため衝突イオン化が  $n$  回起こると電子数は  $2^n$  倍になる。衝突イオン化の回数は、テラヘルツパルスのパルス波形・強度・バンドギャップエネルギーなどで決まり、テラヘルツ波電場強度が増加すると電子数は指数関数的に増加する。また、テラヘルツ波の半周期の間にバンドギャップエネルギー以上に電子が加速される必要があるので、しきい値的なテラヘルツ電場強度依存性を示す。

実際に衝突イオン化によって増殖したキャリアの再結合発光が報告されている[9]。この報告では、ノンドープ GaAs 多重井戸に高強度テラヘルツ波を照射し、室温で多重井戸の再結合発光を観測している。また、発光強度から 0.47 MV/cm から 1.05 MV/cm までの電場強度範囲で  $10^3$  程度キャリア密度の増大が起きたとしている。

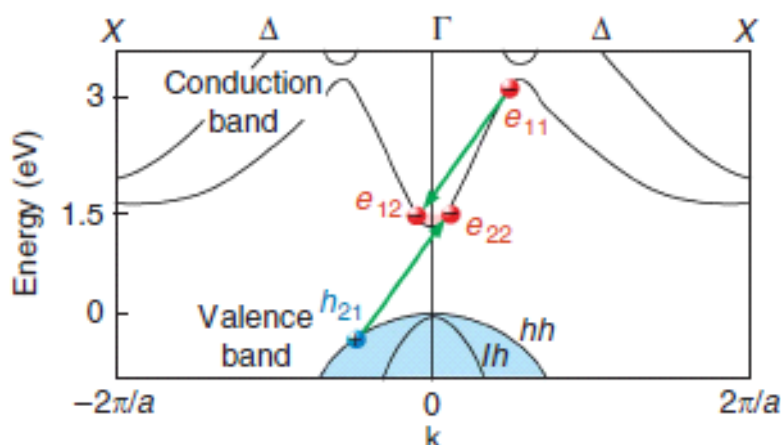


図 1.4: GaAs での衝突イオン化[9]

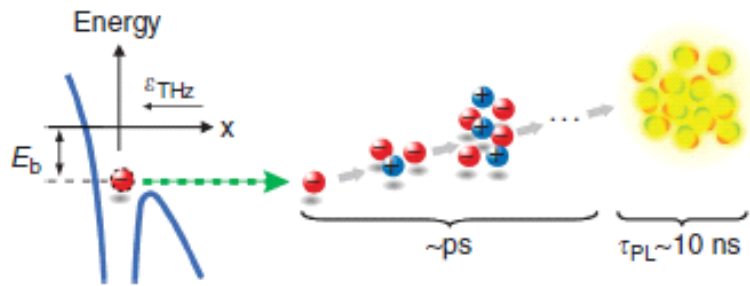


図 1.5: テラヘルツ波によるキャリア増殖と増殖したキャリアの再結合発光[9]

## 1.4 本研究の目的

強力なテラヘルツ波を半導体に照射することで衝突イオン化などの非線形な現象が起こり、半導体の伝導特性に変化が生じると考えられる。1 つ目の目的は、半導体のキャリア輸送における高強度テラヘルツ波の効果を観測することである。2 つ目の目的は、マクロ電流を用いたテラヘルツ波検出の可能性を調べることである。

まず、高強度テラヘルツ波光源を構築してから、電極の付いた半導体試料を作成し、テラヘルツ波照射時の電気伝導特性の変化を調べた。本実験では、現象をより理解するために、半導体試料として Ge と n 型 GaAs を使い、電気伝導特性の測定方法として 2 端子測定法と 4 端子測定法を用いて測定を行った。

## 第 2 章 試料

### 2.1 Ge

本研究では、試料として Ge を用いた。Ge は、IV 族半導体の一つであり、ダイヤモンド構造を持つ。図 2.1 に示すように、Ge は間接遷移型半導体であり、価電子帯の頂上は  $\Gamma$  点、伝導帯の底は L 点にあり、波数がずれている。バンドギャップは、約 0.66 eV である。300 K での電気伝導率は  $40 \Omega \cdot \text{m}$ 、キャリア密度は、 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  程度である。

Ge は、Si や GaAs と比べ、バンドギャップが比較的小さいため、真性半導体でも室温で熱励起されたキャリアがある程度存在する。そのため電極を作成するとき、オーミックコンタクトを取りやすい。電流がある程度流れるため、テラヘルツ波を照射した時の変化を測定しやすい。そのため、本実験に適した材料である。

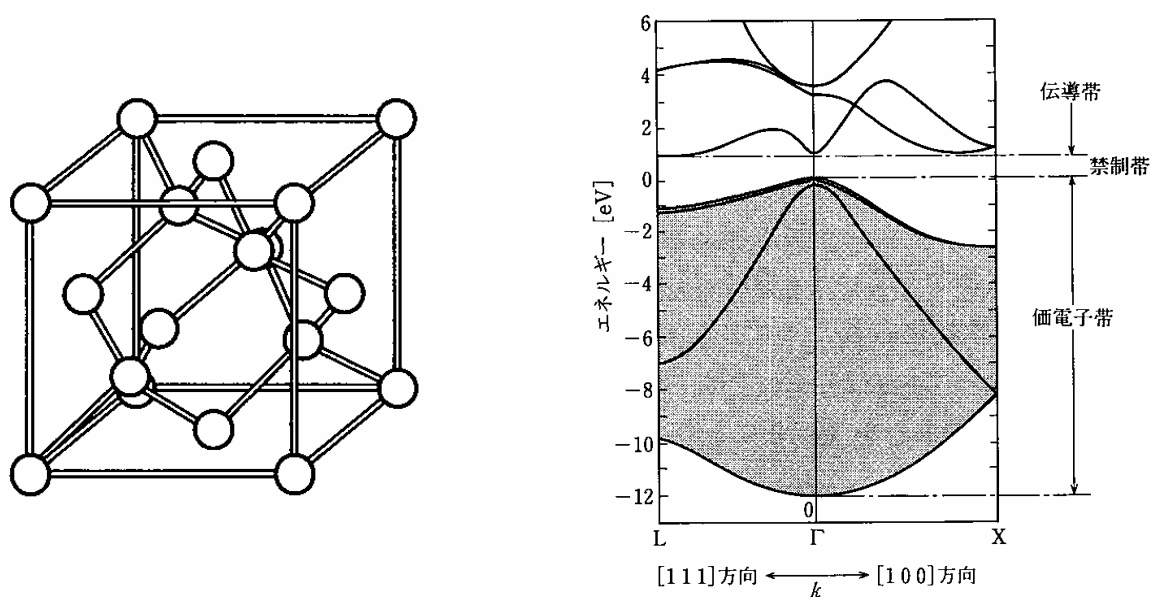


図 2.1: ダイヤモンド構造 (左) と Ge のバンド図 (右) [10]

サンプル作成には、0.5 mm 厚のアンドープ Ge ウエハー(100)を用いた。サンプルはウエハーを 5 mm 角に切り出したものに、In はんだで 4 つの電極を作成した。4 つ電極は、図 2.3 のように 2 つの並べ方で配置した。電極の間隔は約 0.6 mm、電極の大きさは約 0.5 mm である。さらに、オーミックコンタクトにするためアルゴン置換したラピッドアニーラーで 5 分間アニールした。図 2.4 にアニール温度別の I-V 特性を、図 2.5 にアニール温度別の抵抗値を示す。図 2.4 から分かるように、600  $^{\circ}\text{C}$  以上で抵抗値が大きく変化している。これは、600  $^{\circ}\text{C}$  以上で In が Ge 内に拡散す

るためと考えられる。接触抵抗がない場合、抵抗値は電極のサイズから  $500\ \Omega$  程度になると見積もられるため、 $600\ ^\circ\text{C}$  のときの  $900\ \Omega$  という値は妥当である。また、 $700\ ^\circ\text{C}$  以上では  $150\ \Omega$  以下と抵抗値が小さくなる。これは、図 2.6 のように In が Ge 基板に膜上に広がっているためだと考えられる。このことを考慮して、アニール温度は  $600\ ^\circ\text{C}$  とした。

アニールが終わったサンプルは金線をハンダ付けし、IC ソケットにマウントした。この時、テラヘルツ波照射時に、テラヘルツ波が In 電極によって遮られないように電極が裏面になるような向きでマウントした。

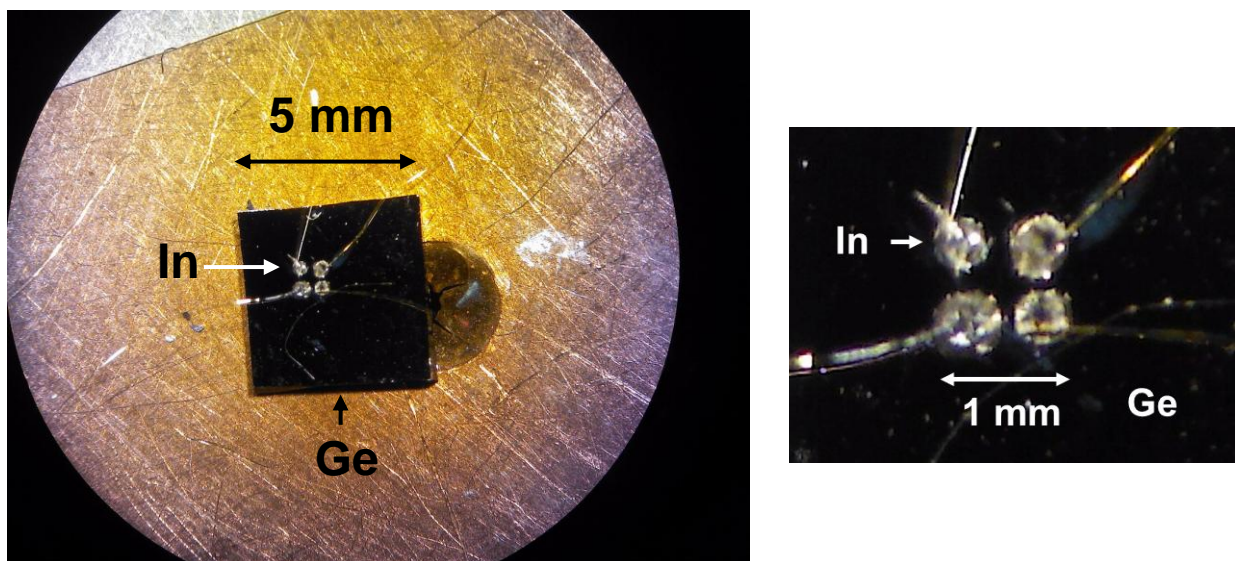


図 2.2：サンプル裏面の実体顕微鏡写真(左)と拡大図(右)

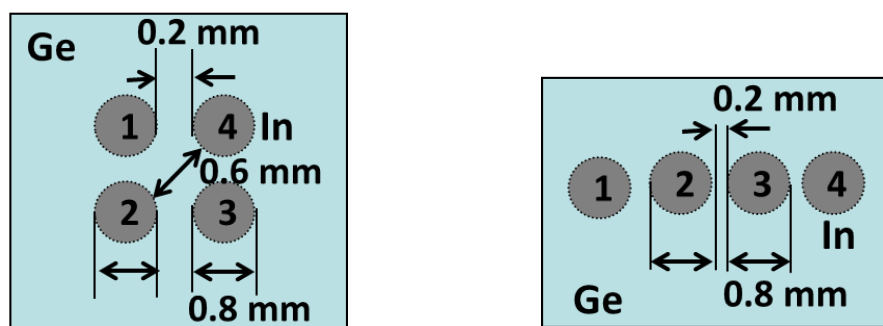


図 2.3：Ge 試料の電極のホール配置(左)と直線配置(右)；  
主にホール配置の試料で実験を行った

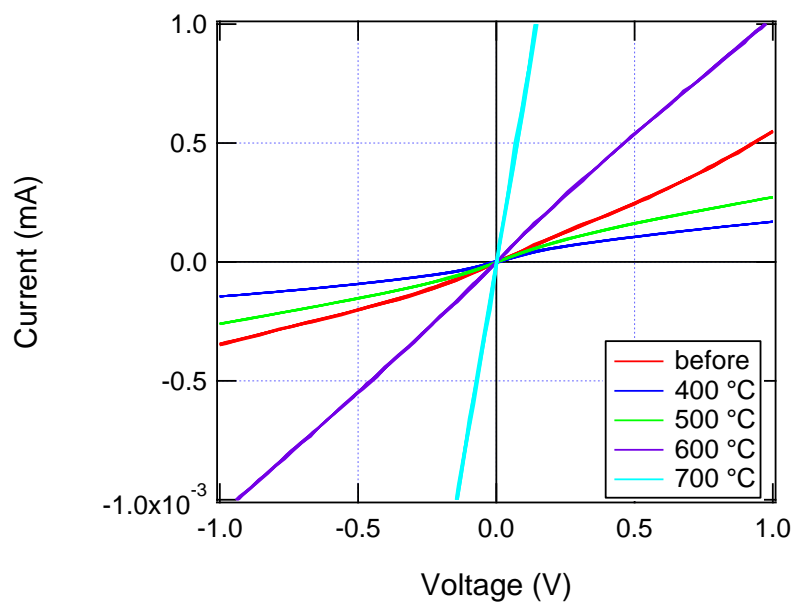


図 2.4: Ge 基板上の In はんだ電極間のアニール温度別の IV 特性;  
アニール時間は 5 分で、低い温度から高い温度に徐々に上げていった

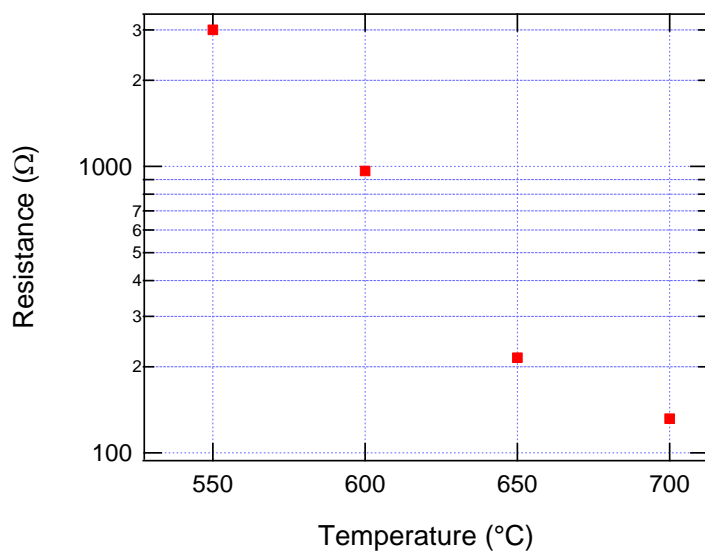


図 2.5: アニール温度による抵抗値の変化

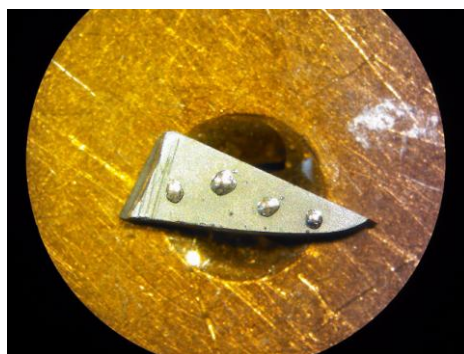


図 2.6: 800 °C アニール後のサンプルの実体顕微鏡写真;  
Ge 基板表面に In が膜上に広がっている

## 2.2 n 型 GaAs

もう一つの試料は、n 型 GaAs である。GaAs は、III-V 族半導体の一つであり、閃亜鉛鉱構造を持つ。図 2.7 に示すように、GaAs は直接遷移型半導体であり、価電子帯の頂上と伝導帯の底はともに  $\Gamma$  点にある。バンドギャップは、約 1.4 eV である。

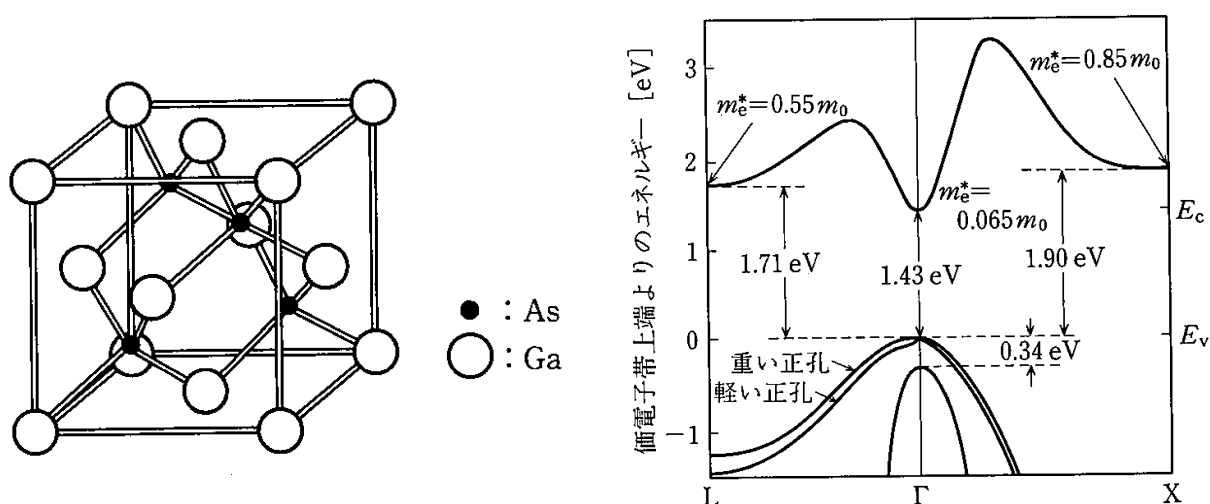


図 2.7 : GaAs の構造 (左) と GaAs のバンド図 (右) [10]

バンドギャップが比較的大きいため、真性半導体では、室温で熱励起されたキャリアがほとんど存在しないため、電流をほとんど流さない。そのため、オーミックコンタクトが取りにくく、テラヘルツ波を照射した時の電流変化も測定しにくい。そこで、本実験では、適度にドーピングされた n 型 GaAs によって作られたホール素子を用いた。ホール素子とは、ホール効果によって磁場を検出するセンサーである。電流の変化を見るのに適当なドーピング濃度かつ pn 接合などの構造を持たないため本実験に用いることができる。ホール素子は、旭化成エレクトロニクス of HG-106C を使用した。図 2.8、図 2.9 に示すように GaAs 基板上に電極が付いた構造をしている。GaAs 基板の大きさは 300  $\mu\text{m}$  角で、電極の大きさは 100  $\mu\text{m}$  角である。GaAs の外側は、エポキシ樹脂でパッケージされている。図 2.9 は、GaAs の上のエポキシ樹脂を削り取ったものである。ホール効果から GaAs は、n 型であり、キャリア濃度は  $4 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  程度であると見積もられた。また、IV 特性は、図 2.10 に示すようにオーミックであった。

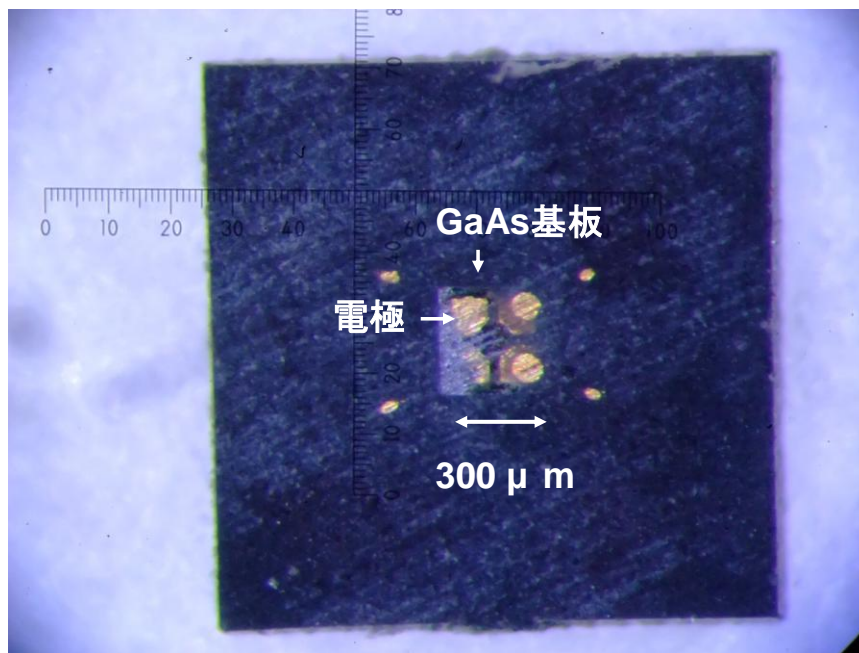


図 2.8: ホール素子の断面の実体顕微鏡写真

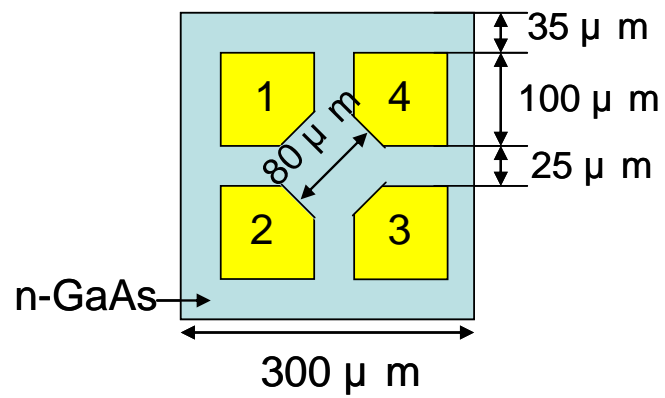


図 2.9: ホール素子の構造

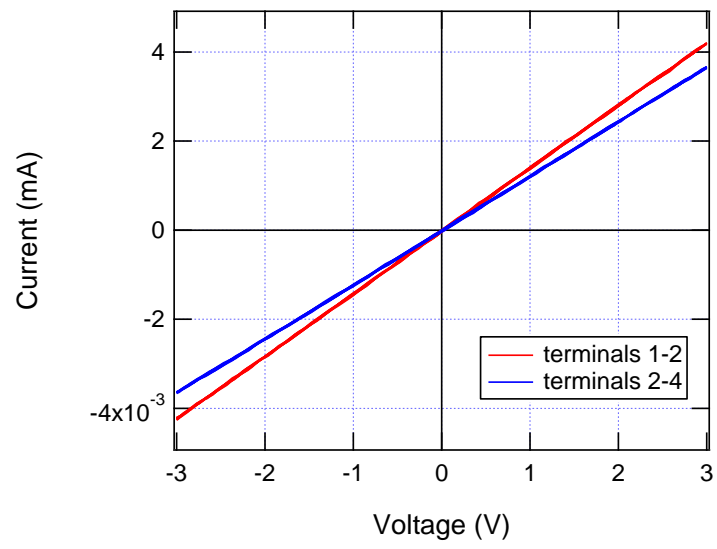


図 2.10: ホール素子の IV 特性



## 第 3 章 実験方法

### 3.1 テラヘルツ波の発生と検出

本研究では LiNbO<sub>3</sub> 結晶を用いたパルス面傾斜法によって発生させた高強度テラヘルツ波を用いた。ここでは、発生・検出の原理と光学系の構築について述べる。

#### 3.1.1 パルス面傾斜法による高強度テラヘルツ波発生原理

1.2 で述べたようにパルス面傾斜法による高強度テラヘルツ波発生では 2 次の非線形効果である光整流を用いる。また、この発生法は差周波発生でも同じように考えることができる。まず始めに 2 次の非線形効果について説明する。

物質に光を当てると光電場によって分極が生じる。光電場が小さい場合は、分極は光電場に比例すると考えて良い。しかし、再生増幅したフェムト秒レーザーなどの光はピーク強度が非常に大きく、分極の非線形な効果が明瞭に現れてくる。

入射光の光電場を  $E$ 、物質の分極を  $P$  とする。非線形性が小さいとして分極  $P$  を光電場  $E$  のべきで展開すると式(3.1)のように表せる[11]。

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right) \\ &= P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (3.1)$$

$P^{(1)}$  は線形分極であり、 $\chi^{(1)}$  は通常の感受率である。 $P^{(n)}$  は  $n$  次の非線形分極であり、 $\chi^{(n)}$  は  $n$  次の非線形感受率である。光パルスは、様々な周波数の電磁波の重ねあわせなので、式(3.2)のように表すとする。

$$E(t) = \sum_i E_i \cos \omega_i t \quad (3.2)$$

ここでは光電場  $E$  の持つ 2 つの周波数成分  $\omega_1$ 、 $\omega_2$  について考える。光電場  $E$  を周波数成分  $\omega_1$ 、 $\omega_2$  の重ね合わせであるとして、式(3.2)のように表すとする。

$$E(t) = E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t \quad (3.3)$$

この時 2 次の非線形分極を考えると

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \left( E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t \right)^2 \\ &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \left[ \frac{E_1^2}{2} + \frac{E_1^2}{2} \cos 2\omega_1 t + \frac{E_2^2}{2} + \frac{E_2^2}{2} \cos 2\omega_2 t \right. \\ &\quad \left. + E_1 E_2 \cos(\omega_1 + \omega_2)t + E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

と表される。第 1 項と第 3 項は定数成分であるので、定常電場が生じることを表している。これ

を光整流と呼ぶ場合もある。第 2 項と第 4 項は、それぞれ元の 2 倍の周波数の振動が生じることを表している。第 5 項は、2 つの周波数の和  $\omega_1 + \omega_2$  の周波数を持つ電場が発生することを示していて、これを和周波発生と呼ぶ。また、第 6 項は、2 つの周波数の差  $\omega_1 - \omega_2$  の周波数を持つ振動を示していて、これを差周波発生と呼ぶ。特に、 $\omega_1 = \omega_2$  の場合、和周波発生は周波数  $2\omega$ 、差周波発生は周波数 0 の電場が発生するのでそれぞれ第 2 高調波発生、光整流と呼ぶ。

まず始めに、テラヘルツ波発生を差周波発生として説明する。フェムト秒レーザーの光パルスは、式(3.2)のように様々な周波数の波を含み、スペクトルに広い幅を持っている。そのため、広いスペクトルの中の 2 つの周波数成分の間で差周波が発生する。この差周波の周波数がテラヘルツ領域に当たるため、差周波発生によってテラヘルツ波が発生する。また、2 つの周波数成分の対は、入射光のスペクトルから様々な対が取れるので、発生するテラヘルツ波は広いスペクトル幅を持ち、その周波数幅は入射光パルスの周波数幅程度となる。そして、様々な周波数の波の重ね合わせによってテラヘルツ波は、パルスとなる。

発生するテラヘルツ波の周波数は、入射光の周波数の 0.002 倍程度であり、入射光から見るとテラヘルツ波は周波数 0 の電場、つまり光整流のように見える。そのため、入射光パルスを式(3.5)のように中心周波数  $\omega$  と包絡線関数  $e(t)$  で表して、光整流によって分極  $P$  が発生すると考えても同じ結果が得られる[11]。

$$E(t) = Ee(t) \cos \omega t \quad (3.5)$$

$$P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 |e(t)|^2 \quad (3.6)$$

次に、テラヘルツ波発生条件について述べる。

入射光の周波数を  $\omega$ 、発生するテラヘルツ波の周波数を  $\Omega$  とする。入射光パルスの広いスペクトルから周波数  $\omega$  と  $\omega + \Omega$  の対の差周波発生によって周波数  $\Omega$  のテラヘルツ波が発生する。これは、光のエネルギー保存則に相当する。入射光の位相と発生したテラヘルツ波の位相があっていないと打ち消し合って弱まってしまうため、強いテラヘルツ波を得るためには入射光の位相と発生したテラヘルツ波の位相が合っている必要がある。この位相が合うための条件は、波数ベクトルの保存、つまり光の運動量保存則となる。この条件を位相整合条件と呼ぶ。

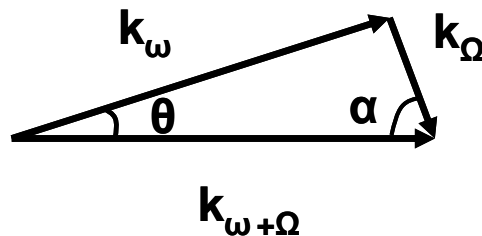


図 3.1: LN 結晶中のテラヘルツ波の位相整合条件;  
 $\Omega$  がテラヘルツ波の周波数、 $\omega$ 、 $\omega + \Omega$  が入射光の周波数である。

図 3.1 より波数ベクトルの大きさは、式 (3.7) の関係がある。

$$|\mathbf{k}_{\omega+\Omega}| - |\mathbf{k}_{\omega}| \leq |\mathbf{k}_{\Omega}| \quad (3.7)$$

$\theta=0$  つまり共軸の場合のみ、等号が成り立つ。屈折率を周波数の関数として  $n(\omega)$  と表すと

$$n(\omega+\Omega) \cdot (\omega+\Omega) - n(\omega) \cdot \omega \leq n(\Omega) \cdot \Omega \quad (3.8)$$

となる。 $\Omega \ll \omega$  として中心周波数  $\omega_0 = \omega + \Omega/2$  周りに 1 次の項まで展開すると

$$n\left(\omega_0 \pm \frac{\Omega}{2}\right) = n(\omega_0) \pm \frac{\Omega}{2} \cdot \frac{dn}{d\omega} \quad (3.9)$$

となる。共軸の場合、位相整合条件は、

$$n(\Omega) = n(\omega_0) + \omega_0 \cdot \frac{dn}{d\omega} \quad (3.10)$$

と展開される。ここで右辺は中心周波数  $\omega_0$  の光パルスが進む群速度  $v_0$  によって表される群屈折率と等しくなる。群屈折率と群速度  $v_0$  の関係は、

$$n_g = \frac{c}{v_g} \quad (3.11)$$

と表される。つまり共軸の場合、位相整合条件は、

$$n(\Omega) = n_g(\omega_0) \quad (3.12)$$

となる。これは、光パルスの進む速度とテラヘルツ波の電場の進む速度が等しい場合、位相整合条件が満たされることを示している。しかし、LN 結晶の場合、フェムト秒レーザーの中心波長  $0.8 \mu\text{m}$  付近で群屈折率は 2 程度であるが、1 THz 付近のテラヘルツ波の位相屈折率は 5 程度と大きく離れている。そのため、共軸では、位相整合条件を満たさない。

次に、非共軸の場合について考える。 $\omega_0 \ll 1$  場合、の式 (3.9) から

$$c|\mathbf{k}_{\omega+\Omega}| = n(\omega_0) \cdot \omega_0 + \frac{n_g(\omega_0) \cdot \Omega}{2} \quad (3.13a)$$

$$c|\mathbf{k}_{\omega}| = n(\omega_0) \cdot \omega_0 - \frac{n_g(\omega_0) \cdot \Omega}{2} \quad (3.13b)$$

と表せる。

図において、 $\theta \ll 1$  として余弦定理を用いると

$$\frac{\theta}{\Omega} = \frac{\sqrt{n^2(\Omega) - n_g^2(\omega_0)}}{n(\omega_0) \cdot \omega_0} \quad (3.14a)$$

$$\cos \alpha = \frac{n_g(\omega_0)}{n(\Omega)} \quad (3.14b)$$

となる。つまり、式 (3.14a) と式 (3.14b) の関係が成り立つとき、強いテラヘルツ波が発生する。光パルスは、通常すべての波数ベクトルの向きが等しいため共軸の条件になるが、レンズなどを用いて角度分散を持たせてやることで非共軸の条件式 (3.14a) を満たすことができる。

$n(\Omega) > n_g(\omega_0)$  の場合、光パルスがテラヘルツ波の伝わる速度より速く進むのでチェレンコフ放

射のように円錐状にテラヘルツ波が広がる。これを電磁光学的チェレンコフ放射と呼ぶ。光パルスに対して放射角は

$$\cos \theta_c = \frac{v_{THz}}{v_g} = \frac{n_g}{n_{THz}} \quad (3.15)$$

と表される。これは、式 (3.14b) と一致している。

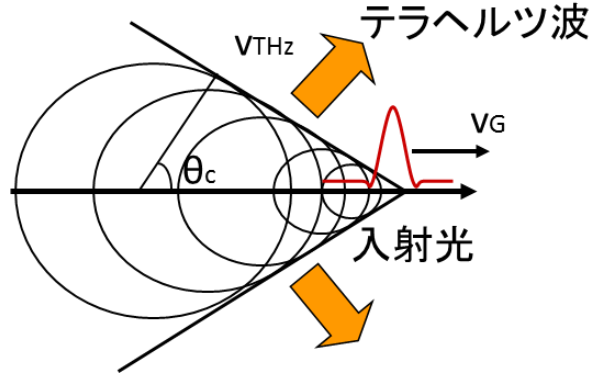


図 3.2: LN 結晶中でのテラヘルツ波のチェレンコフ放射;  
入射光パルスに対してテラヘルツパルスが円錐状に広がる

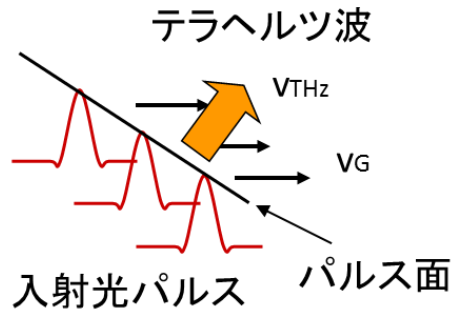


図 3.3: パルス面傾斜法による LN 結晶中での位相整合

このような問題を解決するため、パルス面傾斜法が考案された。パルス面とは、入射光パルスのエネルギーのピーク位置をつないだ面である。図 3.2 に示すように発生するテラヘルツ波は、角度  $\theta_c$  の方向に位相速度  $v_{THz}$  で伝わる。パルス面が角度  $\gamma$  傾いた光パルスを入射する。角度  $\gamma$  方向の群速度は、 $v_g \cos \gamma$  となる。角度  $\theta_c$  と角度  $\gamma$  が一致するとき光パルスの群速度とテラヘルツ波の位相速度が一致し、光パルスとテラヘルツ波の位相整合条件

$$v_{THz} = v_g \cos \theta_c \quad (3.16)$$

がみたされる。ここでテラヘルツ波放射角  $\theta_0$  は、LN 結晶の場合 60 度程度と大きな角度となる。パルス面を大きく傾斜させるために、回折格子とレンズがよく用いられる。

### 3.1.2 回折格子と 4f 光学系によるパルス面傾斜

ここでは、回折格子とレンズによってどのようにパルス面を傾斜させているのかについて説明する。

図 3.3 においてまず回折格子単体によってパルス面傾斜角度  $\gamma$  について考える。回折格子に入射した光パルスは  $R+Q$  の光路差が生じる。よってパルス面傾斜角度  $\gamma$  は

$$\tan \gamma = \frac{S}{R+Q} = \frac{\cos \theta}{\sin \alpha + \sin \beta} \quad (3.17)$$

となる。 $\alpha$ 、 $\beta$  は、それぞれ光パルスの入射角と回折角である。ここで回折格子の関係式より式 (3.18) のように表せる。 $p, m, \lambda_0$  は、それぞれ回折格子の刻線数、回折光の次数、光パルスの中心波長である。

$$\sin \alpha + \sin \beta = mp\lambda_0 \quad (3.18)$$

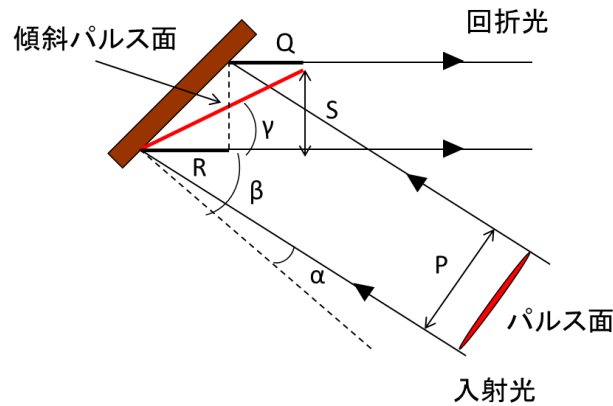


図 3.3: 回折格子によるパルス面傾斜角度

回折格子によって回折された光パルスは、波長による回折角の違いにより広がっていく。そのため、広がっていく回折光を再び結像させる必要がある。そこで、レンズ 2 枚からなる 4f 光学系を用いた。図 3.4 において 4f 光学系での倍率  $M_g$  を考慮すると 4f 光学系を通過した光パルスのパルス面傾斜角度  $\gamma_1$  は、

$$\tan \gamma_1 = M_g \tan \gamma \quad (3.19)$$

となる。また、図 3.4 より

$$M_g = \frac{s_1}{s} = \frac{t_1}{t \tan \gamma_c \tan \gamma} \quad (3.20)$$

である。LN 結晶中の光パルスの進行方向に対して長さは、 $t_1=t/n_g$  となる。最終的に、式 (3.17) と式 (3.18) と式 (3.20) より、パルス面傾斜角度  $\gamma_c$  は

$$\tan \gamma_c = \frac{m\lambda_0 p}{n_g M_g \cos \beta} \quad (3.21)$$

と表される。

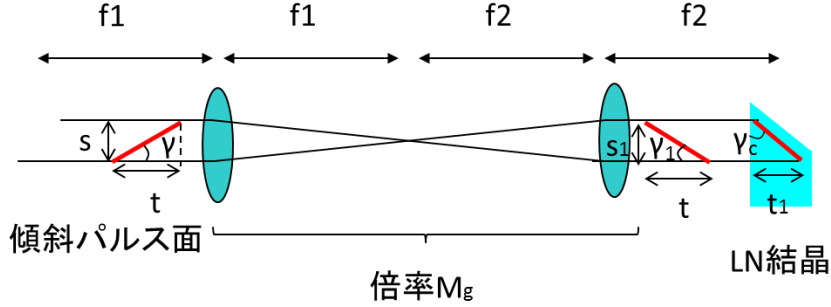


図 3.4: 4f 光学系によるパルス面の転送

更に、テラヘルツ波の効率的な発生のためには、パルス面傾斜角度  $\gamma_c$  をテラヘルツ波放射角  $\theta_c$  に一致させるだけでは不十分であり、パルス面傾斜角度  $\gamma_c$  とテラヘルツ波放射角  $\theta_c$  が一致する位置で回折格子の像を結像させる必要がある[12]。これは、回折格子の像が結像する位置でパルス時間幅が最小になるからである。このためには、適切な刻線数  $p$  と倍率  $M_g$  の組み合わせを用いる必要がある。回折格子の像の傾斜角度  $\theta_{image}$  は、

$$\tan \theta_{image} = n_g M_g \tan \beta \quad (3.22)$$

となる。ここで、 $\gamma_c$  と  $\theta_{image}$  が一致すれば良い。倍率  $M_g$  を変数として考えて、 $\gamma_c = \theta_{image} = \theta_c = 62^\circ$  を式 (3.21) と式 (3.22) に代入して、更に  $p=1800 \text{ cm}^{-1}$  とすると  $M_g \approx 0.6$  と計算できる。実験では、この刻線数と倍率の組み合わせを用いた。

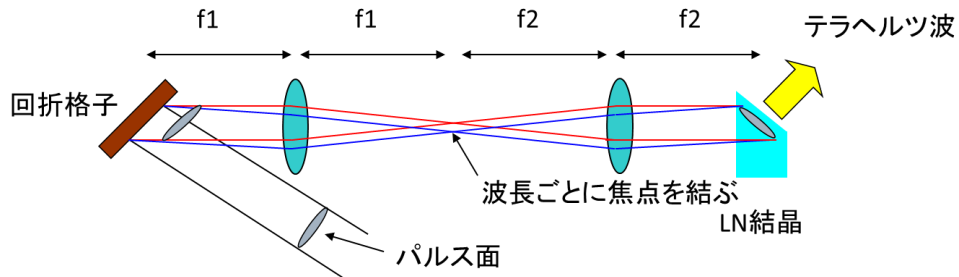


図 3.5: 4f 光学系による回折格子の像の結像

### 3.1.3 EO サンプリングによるテラヘルツ波の検出

ここでは、テラヘルツ波の検出方法である EO サンプリングについて説明する。実験では発生したテラヘルツ波の電場強度・時間波形を測定するために利用した。EO サンプリングとは、電気光学効果(Electro-Optics effect)を用いて電場を光で測定する方法である。電気磁気効果とは、電場によって屈折率が変化する現象である。電気光学効果には、1 次の非線形効果である屈折率が電場に比例するポッケルス効果と、2 次の非線形効果である屈折率が電場の 2 乗に比例するカー効果がある。EO サンプリングでは、ポッケルス効果を用いて、等方性光学結晶に電場によって生じた複屈折性から検出することが多い。

本研究では EO 結晶として、等方性光学結晶である GaP を用いた。GaP の(110)面にテラヘルツ波と直線偏光のプローブ光を垂直入射する。この時、GaP の<001>方向 (c 軸方向) とテラヘルツ波の電場の方向は直行し、電場による屈折率変化が最大となる。GaP は等方性光学結晶であるので複屈折がないが、電場を印加することで複屈折を生じる。この時、テラヘルツ波電場  $E_T$  によって c 軸に対して  $\pm 45$  度の方向に生じる屈折率差  $\Delta n$  は、

$$\Delta n = n^3 r_{41} E_T \quad (3.23)$$

となる。ここで  $n$  は、プローブ光の中心波長での GaP の屈折率、 $r_{41}$  は GaP の電気光学定数である。GaP の厚さを  $d$  として、c 軸に平行もしくは垂直な偏光のプローブ光を入射すると c 軸に対して  $\pm 45$  度の方向に位相差  $\Delta \Gamma$  が生じ、その大きさは、

$$\Delta \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n d = \frac{\omega}{c} n^3 r_{41} E_T d \quad (3.24)$$

となる。この位相差によってわずかに楕円偏光になるので入射偏光の直交方向の偏光成分の光強度を測定することで電場の大きさがわかる。プローブ光の光強度を  $I_0$ 、直交成分の光成分を  $\Delta I$  とすると  $\Delta I / I_0$  は、

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \sin^2 \left( \frac{\Delta \Gamma}{2} \right) = \sin^2 \left( \frac{\omega}{c} n^3 r_{41} E_T d \right) \cong \left( \frac{\omega}{c} n^3 r_{41} E_T d \right)^2 \quad (3.25)$$

となる。この場合  $\Delta I$  からの符号を知ることができず位相がわからない。また、 $E_T$  が小さい領域で検出効率が悪い。そこで、 $\lambda/4$  波長板を入れて、位相を  $\pi/2$  ずらしてやる。このとき、電場 0 のとき円偏光になり、電場がかかると円偏光に近い楕円偏光になる。そのためこの方法をバランス検出と呼ぶ。入射偏光に対して平行な偏光成分の光強度を  $I_p$ 、垂直な偏光成分の光強度を  $I_s$  とすると

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{I_s - I_p}{I_s + I_p} = \sin \Delta \Gamma = \sin \left( \frac{\omega}{c} n^3 r_{41} E_T d \right) \cong \frac{\omega}{c} n^3 r_{41} E_T d \quad (3.26)$$

となる。この式から電場を求められる。

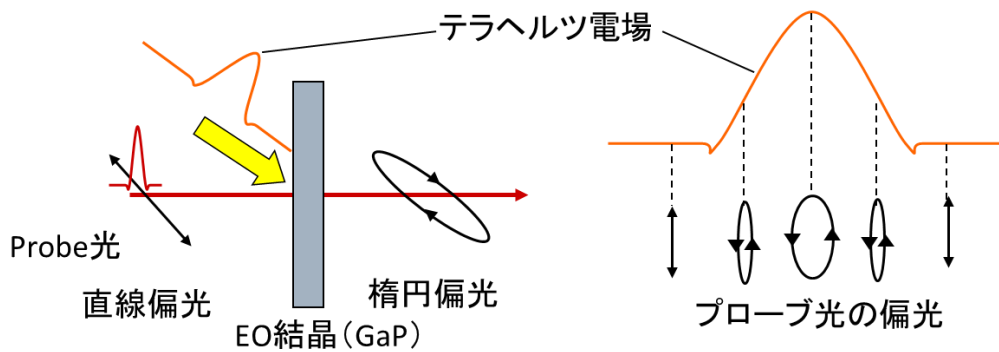


図 3.6: EO サンプルングによるテラヘルツ波の検出

### 3.1.4 テラヘルツ波発生・測定の光学系

ここでは、実際に構築した実験系を図 3.7 に示す。光源は、4mJ の再生増幅したフェムト秒レーザー(Coherent 社 Legend Elite)を用いた。中心波長は 790 nm、パルス時間幅は 100 fs、繰り返し周波数は 1 kHz である。

まず、プローブ光とテラヘルツ波発生用のポンプ光をビームスプリッターで分けた。ポンプ光にはライトチョッパーを用いてロックイン検出のための変調をかけた。次に、回折格子の回折効率を上げるため  $\lambda/2$  波長板を用いて垂直偏光を水平偏光にした。回折格子の刻線数は、 $1800 \text{ cm}^{-1}$  である。回折格子からの回折光をシリンドリカルレンズ 2 枚の 4f 光学系を用いて LN 結晶中に転送した。回折格子側のレンズの焦点距離  $f_1$  は 250 mm、LN 結晶側のレンズの焦点距離  $f_2$  は 150 mm であり、倍率  $Mg(=f_2/f_1)$  は 0.6 にしてある。また、4f 光学系の中に  $\lambda/2$  波長板を入れて水平偏光を垂直偏光に戻している。LN 結晶は、1.3 mol% Mg ドープの 10 mm 角の LN 結晶を 62 度でカットしたものである。Mg は、LN 結晶の光学特性を改善するためにドープされている。

LN 結晶で発生したテラヘルツ波コリメートしたビームで放射され、焦点距離 10 mm の放物面鏡 (10 mm 角) で一回集光され、ビーム径を広げて焦点距離 100 mm の放物面鏡 (直径 100 mm) により平行光に戻される。最終的にテラヘルツ波は、焦点距離 50 mm の放物面鏡 (直径 100 mm) によって厚さ 400  $\mu\text{m}$  の GaP 上に集光される。テラヘルツ波の偏光は、垂直偏光である。また、焦点距離 10 mm の放物面鏡は、ステンレス材を削りだして作成した。

テラヘルツ波を集光した GaP には、光路差によってテラヘルツ波と時間差をつけたプローブ光を透過させている。光路差はステージによって変えることができ、ステージを動かすことで時間分解測定ができる。プローブ光を  $\lambda/4$  波長板で  $\pi/2$  だけ位相をずらして、ウォラストンプリズムで垂直偏光と水平偏光に分けて、2 つのフォトダイオードで光強度をバランス検出した。用いたフォトダイオードは、電流出力なのでカレントアンプにより、電圧出力に変換してロックインアンプでロックイン検出した。ロックイン周波数は 500 Hz であり、レーザーの繰り返し周波数 1 kHz に同期している。



また、測定するとき、テラヘルツ波電場強度が強すぎると EO サンプリングの線形近似が成り立たなくなる、2 倍波・基本波が LN 結晶から散乱してくるという問題がある。テラヘルツ波の減衰と基本波カットのために 2 番目と 3 番目の放物面鏡の間に高抵抗 Si ウエハーを 6 枚入れて測定した。高抵抗 Si は、バンドギャップエネルギー 1.1 eV 以上の光を吸収し、テラヘルツ波では吸収を持たないため、基本波カットに適している。また、高抵抗 Si は、テラヘルツ領域で 3.4 程度であり、主にフレネル反射によるテラヘルツ波が減衰する。そのため、1 枚の高抵抗 Si ウエハーのテラヘルツ波透過率は 0.7 程度である。

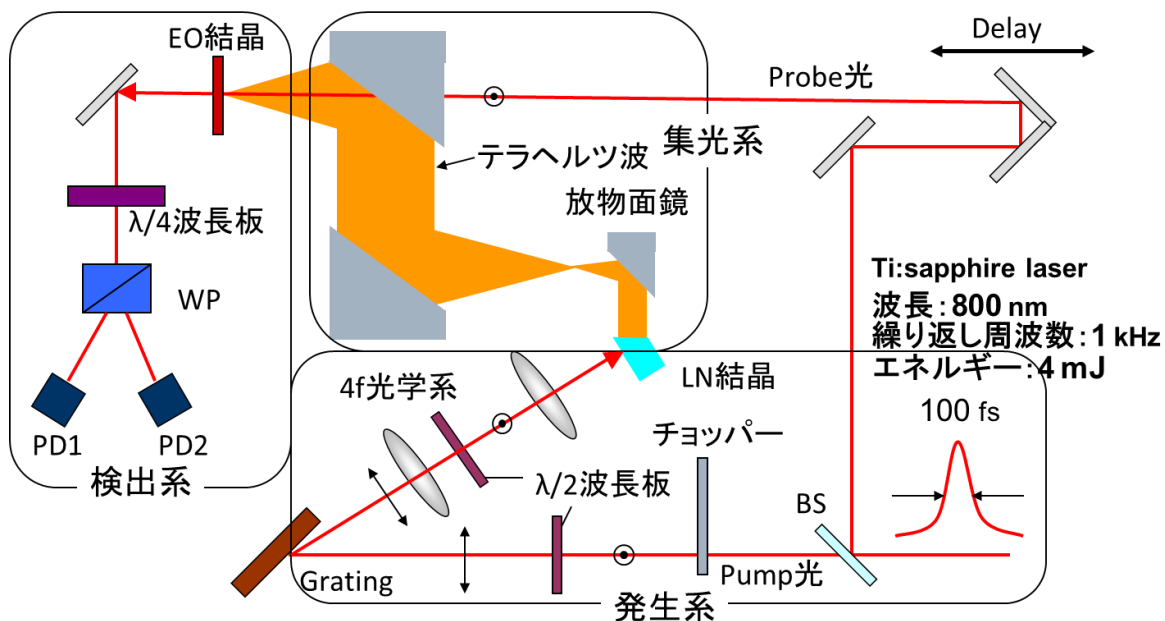


図 3.6: テラヘルツ波発生・測定の光学系

### 3.1.5 テラヘルツ波発生・測定光学系の最適化

ここでは、光学系の構築にあたりどのような最適化を行ったかについて述べる。光学系の最適化は、発生系・集光系・検出系の最適化と大きく 3 つに分けられる。

まず、発生系の最適化であるが、焦電素子を用いて THz 強度を測定し、強度の高くなるように回折格子の角度・レンズの位置などを微調整した。また、以前は倍率 0.75 の 4f 光学系を用いていたがより理論値に近い倍率 0.6 のものにして作りなおした。LN 結晶を 5 mm 角、励起光のビーム幅を 5 mm としていたが、励起光源の強度を 2 mJ から 4 mJ に上げるため LN 結晶を 10 mm 角、励起光のビーム幅を 10 mm に変更した。THz 波は、2 次の非線形光学効果で発生するので単純に考えると強度を 2 倍にすれば THz 強度は 4 倍になるはずであるが、実際には、励起フルエンスが高くなると LN 結晶でフォトリフレクティブ効果が起こりテラヘルツ波の放射が妨げられたため、単純に増えない。そのため励起光の強度を上げるためにビーム幅広げた。このような最適

化で THz 電場を 4 倍程度改善することができた。

次に、集光系の最適化である。発生した THz 波を焦電素子を用いて LN 結晶からの距離  $d=20$  mm、40 mm、70 mm の位置でテラヘルツ波の水平方向(x 軸)と垂直方向(y 軸)のビーム断面を測定した結果を図 3.7 に示す。

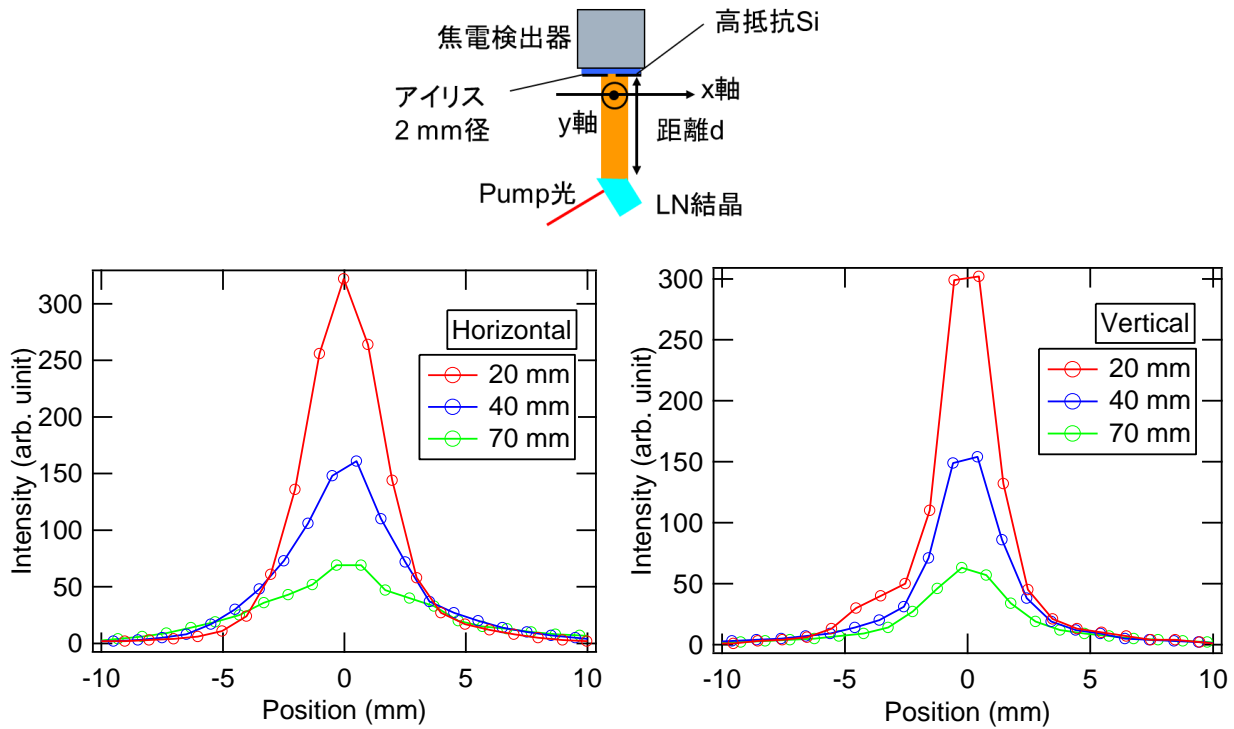


図 3.7: 発生した THz のビームプロファイル測定配置とその結果

図 3.7 からわかるように、発生した THz 波は、コリメートされたビームとして放射されており、あまり広がっていない。そのため、平行光として考えて、集光系を最適化した。THz 電場は、スポットサイズに反比例するので強度を上げるためには、小さく集光する必要がある。図 3.7 に示したように水平・垂直方向のビームの広がり方が違うため焦点の位置に違いが生じ、1 点に絞れない。この問題は縮小光学系を用いることで改善できる。また、1 THz の THz 波での波長は  $300 \mu\text{m}$  であり、回折限界  $r$  は式 (3.27) で与えられる。

$$r = 1.22\lambda F \quad (3.27)$$

ここで、 $F$  は焦点距離/有効径であり、 $F$  値と呼ばれる。式 (3.27) から、回折限界を小さくするために、 $F$  を小さくする必要があることがわかる。集光光学系を図 3.8 のよう放物面鏡を球面レンズに置き換えて考えて、 $f_1=25$  mm、 $f_2=75$  mm、 $f_3=50$  mm から  $f_1=10$  mm、 $f_2=100$  mm、 $f_3=50$  mm に変更した。これによって回折限界は理論値で  $1.2$  mm から  $0.36$  mm へ、幾何光学的なスポットサイズは  $0.7$  mm から  $0.14$  mm に改善した。実際に測定した THz 電場では、6 倍程度改善することができた。更に、THz カメラを用いて最適化も行った。最適化されたビームのス

スポットサイズは、0.5 mm 程度で理論値に近い大きさであった。

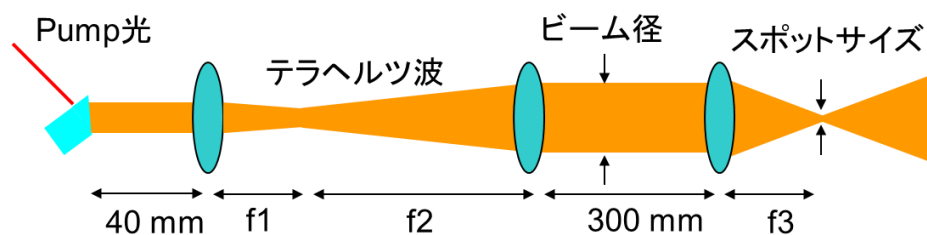


図 3.8: THz 波集光光学系: 放物面鏡を球面レンズに置き換えて計算した

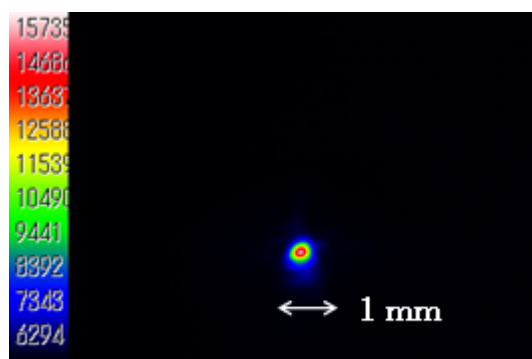


図 3.9: THz カメラで見た THz 波焦点像

次に検出系の最適化である。THz スポットの強い部分だけ検出できるように、GaP の前にレンズを入れて、プローブ光が小さくなるように集光した。また、プローブ光の強度が強すぎると 2 光子吸収により生じたキャリアの THz 波吸収によって THz 波が弱く検出されてしまうので、プローブ光の強度は 0.1 mJ とした。また、フォトダイオードの信号が、高周波成分を含むインパルス的な波形であるためロックインアンプで上手く信号が拾えないことがあった。そのため、ローパスフィルターをロックインアンプの前に入れて、信号をなました。

図 3.9 に最適化後の THz 波の時間波形とスペクトルを示す。すべての最適化の結果、ピーク電場 400 kV/cm、周波数 0.1~3 THz のテラヘルツ波の発生に成功した。これは、100 kV/cm 程度から起きる衝突イオン化などの非線形現象を見るためには十分な強度である。

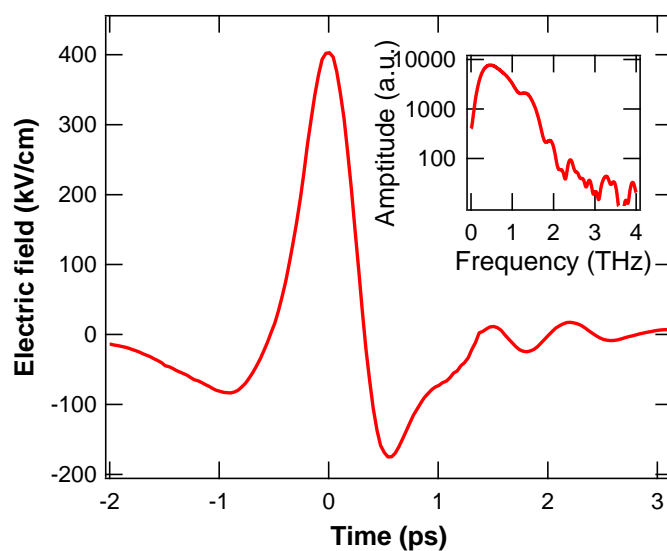


図 3.9: 発生したテラヘルツ波の時間波形とスペクトル（図中）

## 3.2 測定方法

この章では、本実験で用いた半導体の電気伝導特性の測定方法について説明する。

### 3.2.1 2 端子測定と 4 端子測定の原理

2 端子測定では、図 3.10 のように対角線上の電極 2・4 間に定電圧源で電圧を印加し、電流を流す。この流れている電流を測定する。電流は、式 (3.28) のように抵抗  $R_{24}$  によって決まる。抵抗値の変化を電流変化として見ることができる。

$$I = \frac{V_0}{R_{24}} \quad (3.28)$$

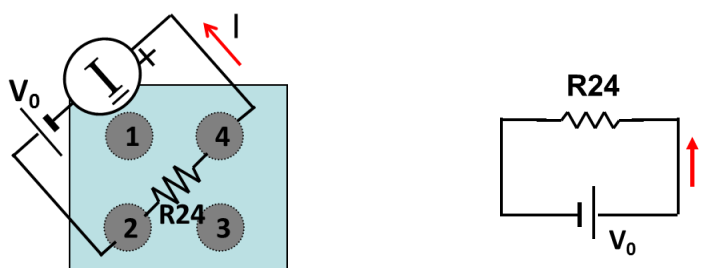


図 3.10: Ge 試料での 2 端子測定（左図）と等価回路図（右図）

4 端子測定では、図 3.11 のように対角線上の電極 1-3 間に定電圧源で電圧を印加し、電極 2-4 の電流を測定した。ブリッジ回路では、電極 2-4 間・電極 1-3 間の抵抗変化ではなく、式 (3.29) のように抵抗  $R_1$  と抵抗  $R_2$  の比と抵抗  $R_3$  と抵抗  $R_4$  の比の差が電流として出てくる。バランスがとれているときは、電流が 0 となるため、測定感度を上げることができ、SN を向上が可能である。

また、電流ではなく、電圧を測定した場合は、式 (3.30) のように抵抗  $R_2$  と抵抗  $R_3$  の比と抵抗  $R_1$  と抵抗  $R_4$  の比の差が電圧として出てくる。

$$I = I_0 \left( \frac{R_1}{R_1 + R_2} - \frac{R_4}{R_3 + R_4} \right) \quad (3.29)$$

$$V = V_0 \left( \frac{R_2}{R_2 + R_3} - \frac{R_1}{R_1 + R_4} \right) \quad (3.30)$$

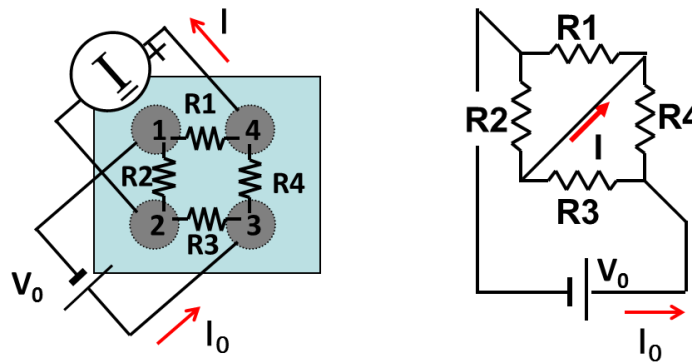


図 3.11: Ge 試料での 4 端子測定（左図）と等価回路図（右図）

### 3.2.2 実験配置

第 2 章で説明した Ge と n 型 GaAs の試料にテラヘルツ波照射した時の電気伝導特性の変化を測定した。図 3.12 に実験配置を示す。図 3.13 に試料部分の拡大図を示す。電極をテラヘルツ波照射面の裏面にして電極の影の効果と可視光の影響を軽減した。また、放物面鏡 PM2 と放物面鏡 PM3 の間にワイヤーグリッドを 2 枚入れてテラヘルツ波強度を変えた。

試料の電極間にライトチョッパーで変調をかけたテラヘルツ波を照射し、抵抗値の変化を 2 端子測定と 4 端子測定を用いてロックイン検出で検出した。試料の配線は、図 3.13 の通りである。ロックイン周波数は、230 Hz である。照射したテラヘルツ波は、ピーク電場 400 kV/cm、偏光は図 3.13 の  $E_{\text{THz}}$  で示した方向である。

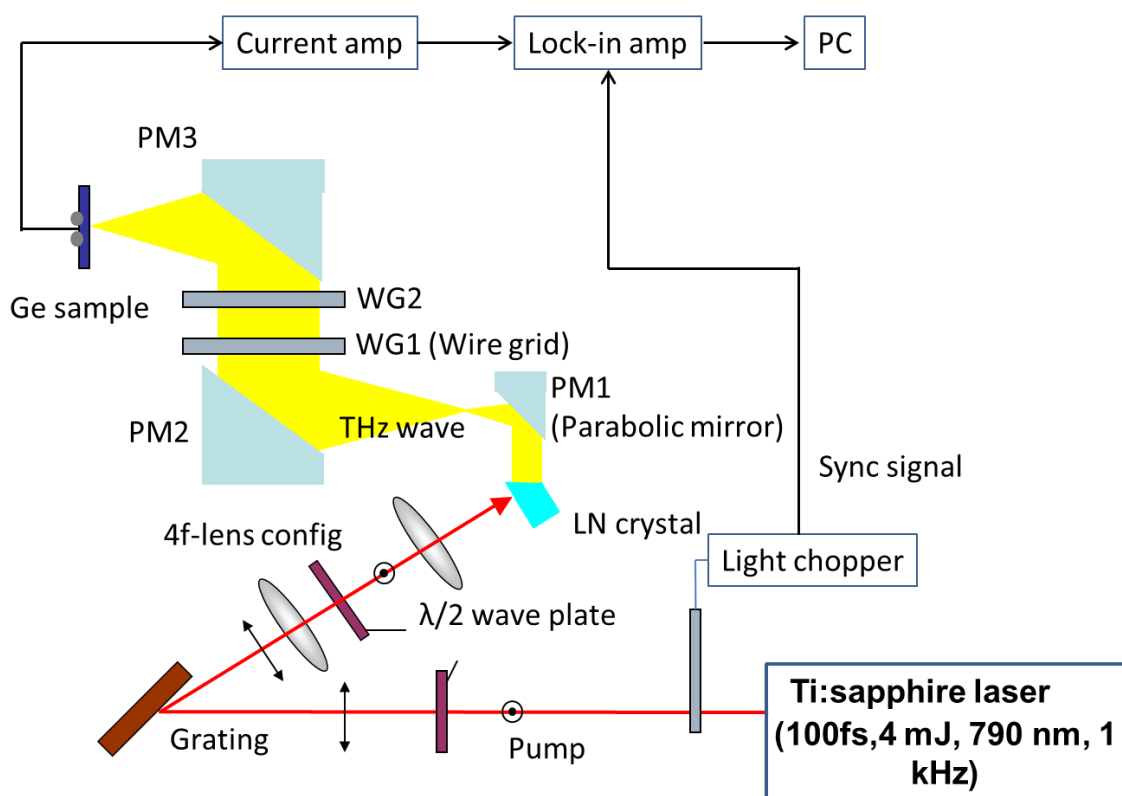


図 3.12: テラヘルツ波照射時の Ge 試料の伝導特性測定の実験配置

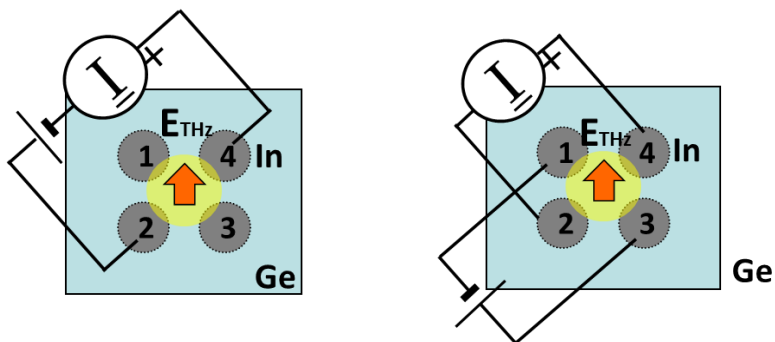


図 3.13: Ge 試料での 2 端子測定 (左図) と 4 端子測定 (右図) :  
電極はテラヘルツ波照射面の裏面に付いている

### 3.2.3 強度依存性の測定

強度依存性はワイヤーグリッド 2 枚を用いて変化させた。図 3.14 において光源から放射されるテラヘルツ波の偏光方向（鉛直方向）を原点にとると透過率  $T_{WG}$  は、式 (3.31) のようになる。ワイヤーグリッド **WG2** を固定し、ワイヤーグリッド **WG1** の角度を変えることで偏光を変えずにテラヘルツ強度のみを変えることができる。

$$T_{WG} = \cos \theta_{WG1} \cos(\theta_{WG2} - \theta_{WG1}) \quad (3.31)$$

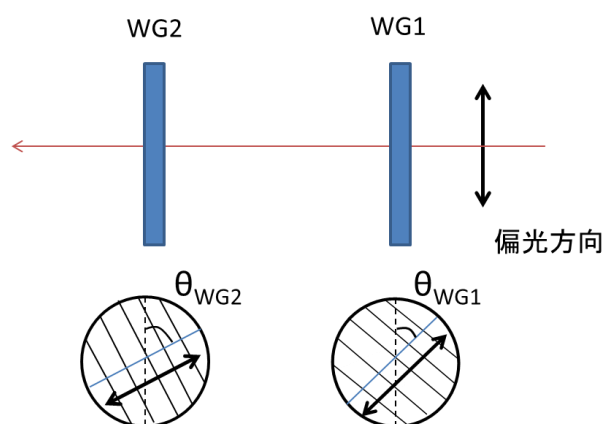


図 3.14: ワイヤーグリッドによる偏光と強度の調整

### 3.2.4 偏光依存性と位置依存性の測定

偏光依存性は、試料を中心にして回すことで測定した。そのために、サンプルホルダーは試料の回転とその中心出しができるように微動ホルダーと回転ホルダーを組み合わせた。偏光依存性であることを確かめるためにワイヤーグリッド **WG2** の角度を変え、テラヘルツ波の偏光を変えて位相の変化を調べた。

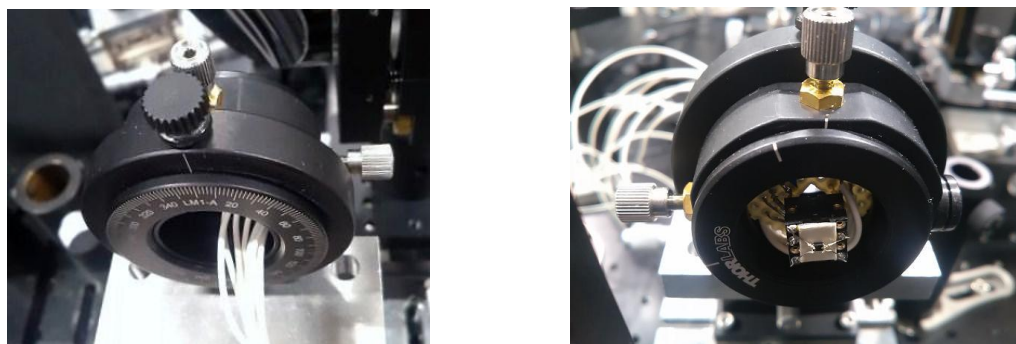


図 3.15: サンプルホルダーの写真

## 第 4 章 実験結果と考察

### 4.1 Ge における 2 端子測定

この章では、Ge における 2 端子測定の結果について述べる。図 4.1 のように 2 つ電極に定電圧を印加し、テラヘルツ波照射により変化する電流を測定した。

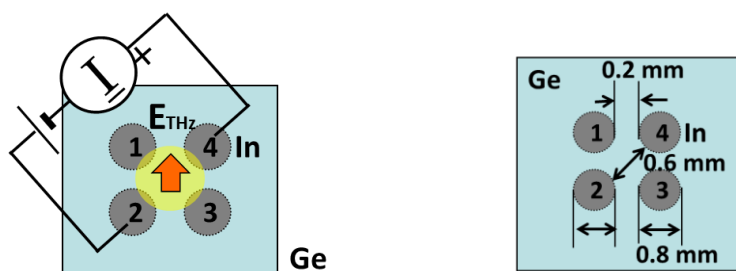


図 4.1: Ge の 2 端子測定の配線と寸法

#### 4.1.1 印加電圧依存性

図 4.2 に Ge 試料を 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の印加電圧依存性を示す。電極 2-4 に印加する電圧を  $-6\text{ V}$  から  $6\text{ V}$  まで変えていった。テラヘルツ波の強度は  $314\text{ kV/cm}$  である。テラヘルツ波は、電極間の中心に当たるように調節した。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

まず、図 4.2 の印加電圧依存性について述べる。テラヘルツ波照射によりキャリアが増加し、抵抗が小さくなったことで電流に変化が出た。 $0\text{ V}$  から  $3\text{ V}$  までは、印加電圧が増加するに連れて電流変化の大きさも大きくなっている。 $3\text{ V}$  以上では増加せずだだらかに減少している。オームの法則  $I=V/R$  に従っていると考えれば、電流  $I$  は、電圧  $V$  に比例するはずである。 $3\text{ V}$  以下での変化は直線的であり、オーミック的な変化である。衝突イオン化によるキャリア増加の抵抗率の低下を観測していると考えられる。

しかし  $3\text{ V}$  以上では、印加電圧の増加に対して電流がゆるやかに減少している。これは、以下のように考えられる。キャリアは、印加電圧によってドリフト運動しており、電圧が高くなるとドリフト速度も大きくなる。キャリアの平均速度  $v$  は、式 (4.1) で与えられる。

$$v = \mu E \quad (4.1)$$

ここで、 $\mu$  と  $E$  は、それぞれ移動度と電場である。Ge の電子移動度を  $3900\text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  [13]、電圧を  $3\text{ V}$ 、電極間の距離を  $0.6\text{ mm}$  とすると、電子の平均速度は  $2.0 \times 10^5\text{ cm/s}$  となる。この電子が電極間を横切る時間は、 $2.5 \times 10^{-7}\text{ s} = 250\text{ ns}$  程度である。一方、Ge のキャリア寿命は、一般的に数百  $\text{ms}$  と長い[14]。1  $\text{ps}$  程度の時間で衝突イオン化によって増加したキャリアが、印加電圧によってキャリアがドリフト運動して、数百  $\text{ns}$  で電極に吸われてしまう。これらから  $3\text{ V}$  以上



での減少は、電流信号のパルス時間幅が小さくなり時間平均で増加しなくなり、さらにロックイン検出の感度が下がったからだと考えられる。以降、印加電圧をこの影響が小さい 3 V とした。

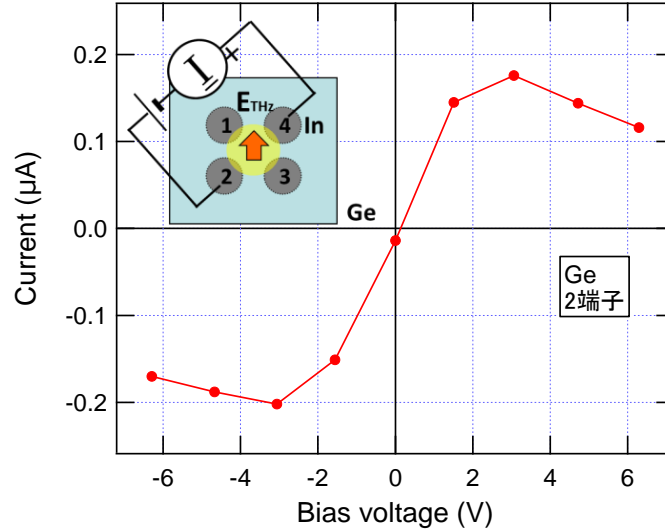


図 4.2: テラヘルツ波照射時の電流変化の印加電圧依存性

#### 4.1.2 強度依存性

図 4.3 に Ge 試料を 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性を示す。電極間に照射するテラヘルツ波の強度を 0 kV/cm から 314 kV/cm までの範囲で変えていった。印加電圧は 3 V である。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

テラヘルツ波電場が 100 kV/cm を超えると、急激に電流変化が増加している。強度依存性のグラフは、指数関数的な変化を示した。衝突イオン化では、1 回毎にキャリアが 2 倍になるので、 $n$  回起きたときのキャリア数は  $2^n$  倍になる。また、電子はテラヘルツ電場  $E$  によって加速度  $qE/m_e$  で等加速度運動するので、バンドギャップエネルギー以上の速度まで加速される時間は、テラヘルツ電場  $E$  に反比例する。1 つのテラヘルツパルス内での衝突イオン化の回数とは 1 つの電子がバンドギャップエネルギー以上の速度まで加速された回数である。簡単のためにテラヘルツパルスを時間幅一定の矩形波とすると、式 (4.2a) のように衝突イオン化の回数  $n$  はテラヘルツ電場  $E$  に比例することがわかり、式 (4.2b) のようにキャリア数  $N$  が計算できる[9]。

$$n = \frac{E}{E_0} \quad (4.2a)$$

$$N = N_0 \times 2^{\frac{E}{E_0}} \quad (4.2b)$$

ここで、 $E_0$  は、テラヘルツ電場が反転するまでに衝突イオン化が起こるのに必要なテラヘルツ電場、 $N_0$  は初期キャリア数である。電流とキャリア数は比例関係にあると考えられるので、電流  $I$

は式 (4.3) となる。

$$I = I_0 \times 2^{\frac{E}{E_0}} \quad (4.3)$$

式 (4.3) を用いて、フィッティングした結果、 $I_0 = 5.7 \text{ nA}$ 、 $E_0 = 64 \text{ kV/cm}$  となった。この結果から、 $300 \text{ kV/cm}$  のときは、4.7 回衝突イオン化が起こったことがわかった。この値は、再結合発光による測定の値と同程度であり、妥当な結果であると考えられる[9]。

また、この結果より、 $300 \text{ kV/cm}$  のとき電流変化の大きさが 25 倍増加したといえる。 $250 \text{ ns}$  で電極に吸われ緩和しているとして、電流変化を時間幅  $250 \text{ ns}$  の矩形波として考える。テラヘルツパルスは、 $1 \text{ ms}$  の間隔で来ているので、時間平均で  $0.6 \%$  だけ電流が増加するはずである。実際には、電極間には常に数  $\text{mA}$  程度の電流が流れていて、 $0.1 \text{ }\mu\text{A}$  の変化は元の電流の  $0.01 \%$  である。つまり、全体の電流の  $2 \%$  程度の電流が衝突イオン化に寄与しているといえる。これは、電極と試料の接触抵抗、試料のテラヘルツ波の当たっていない場所の抵抗や電流などが影響しているためと考えられる。

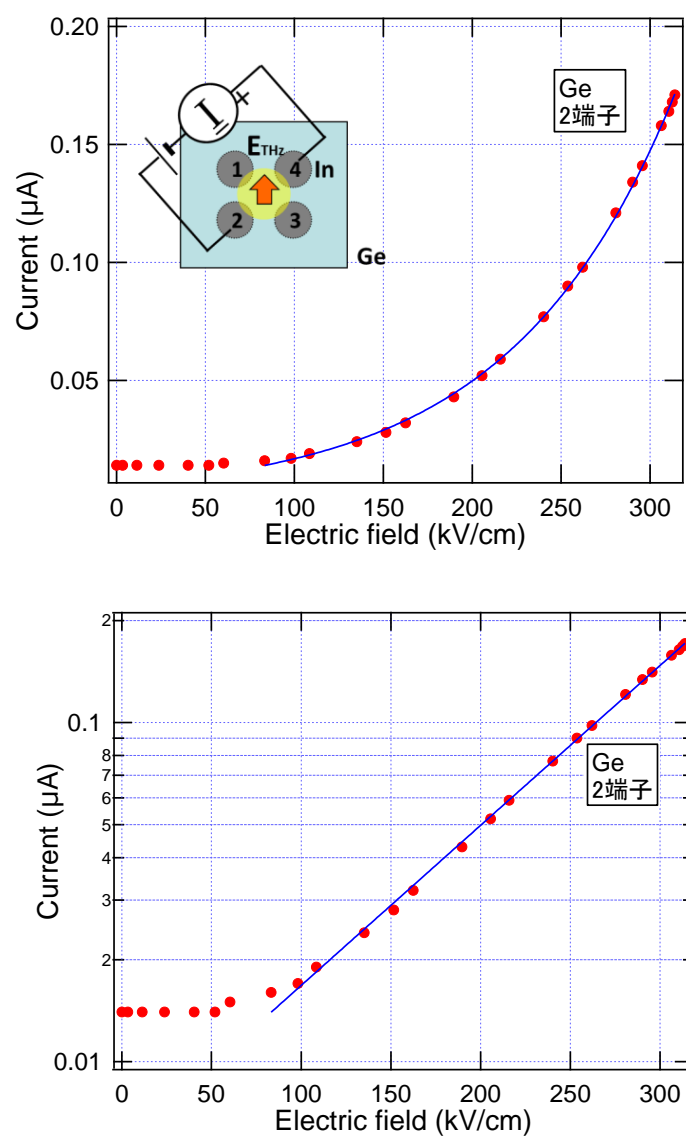


図 4.3: テラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性

### 4.1.3 偏光依存性

図 4.4 に Ge 試料を 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性を示す。図 4.4 の図中にサンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}$ 、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  の取り方を示した。テラヘルツ波の偏光角度  $\theta_{\text{THz}}$  は、鉛直方向を原点に取った。 $\theta_{\text{sample}}$  は、0 度から 360 度まで 20 度毎動かして偏光依存性を測定した。また、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  を -30 度、0 度、30 度と変えて偏光依存性の変化を調べた。電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、常に 270 kV/cm になるようにワイヤグリッドを調節した。また、テラヘルツ波スポットを常に電極間の中心に当たるように調節した。印加電圧は 3 V である。

図 4.4 に示すようにテラヘルツ波偏光依存性は、正弦波に似た変化（赤丸印）を示した。 $\cos[f \cdot (\theta_{\text{sample}} - \theta_0)]$  でフィッティングすると、テラヘルツ波の偏光角度  $\theta_{\text{THz}} = 0$  度のとき、振動数  $f$  は 2.01 となった。つまり、この偏光依存性の周期は、180 度である。以降、 $f=2$  としてフィッティングを行った。また、位相  $\theta_0$  は、 $\theta_{\text{THz}} = 0$  度のとき 127 度であり、テラヘルツ波の偏光方向と電極 2-4 の方向が並行になったとき極小になっている。つまり、4 つの電極の対角線と同じ偏光方向のとき極大・極小をとる。

次にテラヘルツ波の偏光角度  $\theta_{\text{THz}}$  を -30 度（青）、30 度（緑）と変化させると、それに伴って位相  $\theta_0$  が -27 度、24 度の変化を示した。このことからこの変化は回転による位置のズレではなく、テラヘルツ波の偏光方向によるものだとわかった。

また、図 4.5 では、測定に用いる電極が電極 2-4 間（赤）と電極 1-3 間（青）の場合で比較した。フィッティングすると、電極 2-4 と電極 1-3 間の場合の位相  $\theta_0$  は、それぞれ 127 度と 136 度となり、大きくずれていないことがわかった。もし電流の流れる向きとテラヘルツ波の偏光の関係でこの依存性が出ているのであれば 90 度位相がずれるはずである。しかし、位相は変化していない。このことから観測されたのは、サンプルの構造に由来する偏光依存性だと考えられる。2 つの電極の距離は約 600  $\mu\text{m}$  と THz 波の波長 300  $\mu\text{m}$  と同程度であり、電極による電場増強が起こることが期待される。この効果は電極間の距離の 3 乗に反比例し、また偏光依存性を持つ為、4 つの電極の距離が等間隔ではなかった場合、間隔の狭い電極対の方向に平行な THz 波を照射したときに電場増強が起こり、より多くのキャリアが生成されると考えられるので 180 度周期の変化を理解することができる。この効果について 4.4.1 で詳しく議論する。

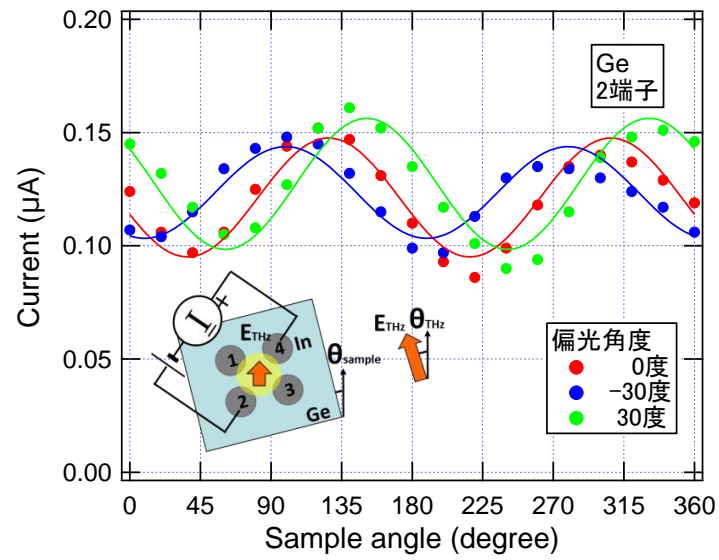


図 4.4: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性:  
偏光方向を-30 度、0 度、30 度と変化させた

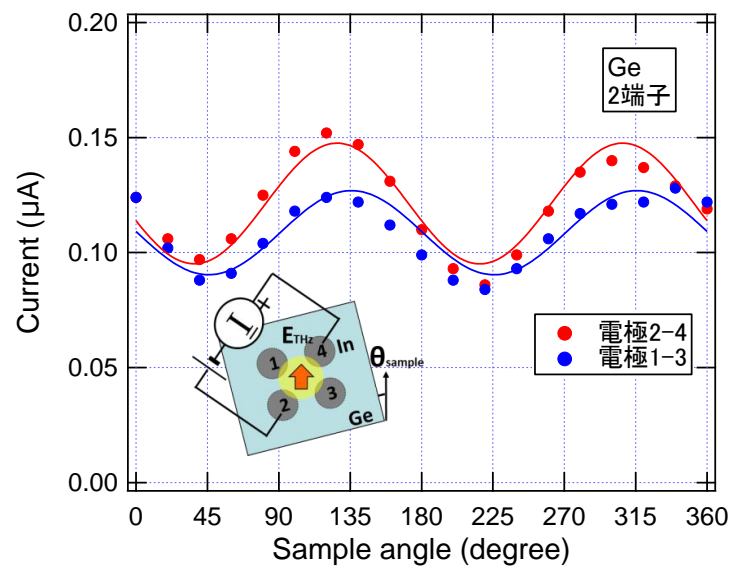


図 4.5: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性:  
測定に用いる電極を変えた

#### 4.1.4 位置依存性

図 4.6 と図 4.7 に Ge 試料を 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の位置依存性を示す。図 4.6 はテラヘルツ波の偏光方向を $-30^\circ$ 、 $0^\circ$ 、 $30^\circ$  変えて  $x$  方向の位置依存性を測定した結果である。図 4.7 はサンプルを水平方向 ( $x$  軸方向) と鉛直方向 ( $y$  軸方向) に動かし、その位置依存性を比較したものである。サンプル電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、 $314 \text{ kV/cm}$ 、印加電圧は  $3 \text{ V}$  である。

図 4.6 の位置依存性は、ガウシアンでフィッティングした。テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}=0^\circ$ 、 $-30^\circ$ 、 $30^\circ$  のときの半値幅はそれぞれ  $1.41 \text{ mm}$ 、 $1.37 \text{ mm}$ 、 $1.36 \text{ mm}$  となった。テラヘルツ波の偏光方向による半値幅の変化はあまりなかった。

また、図 4.7 の位置依存性では、 $x$  軸方向と  $y$  軸方向の半値幅は、それぞれ  $1.43 \text{ mm}$ 、 $0.90 \text{ mm}$  となった。スポットサイズが  $y$  軸方向に比べて  $x$  軸方向  $1.6$  倍ほど大きい。このスポットサイズの違いは、テラヘルツ波のスポットが円形ではなく、 $x$  軸方向に伸びた形を反映している可能性がある。しかし、2 端子測定による位置依存性の違いの可能性も捨てきれない。4.2.4 ではこの可能性についても検証してある。

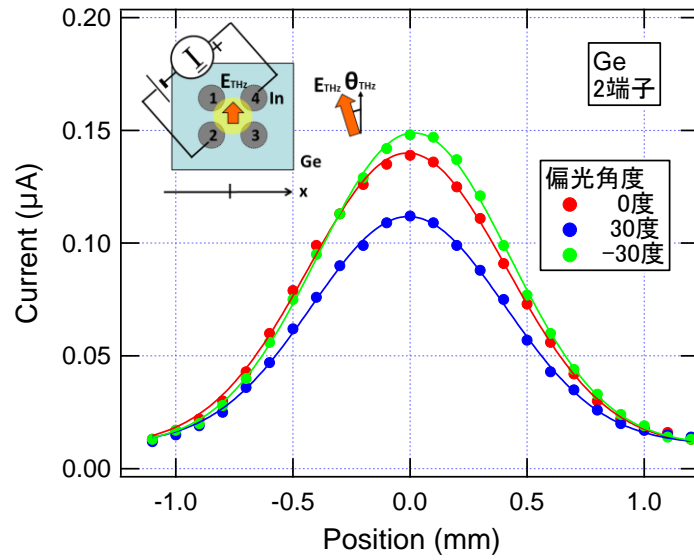


図 4.6: テラヘルツ波照射時の電流変化の位置依存性:  
偏光方向を-30 度、0 度、30 度と変化させた

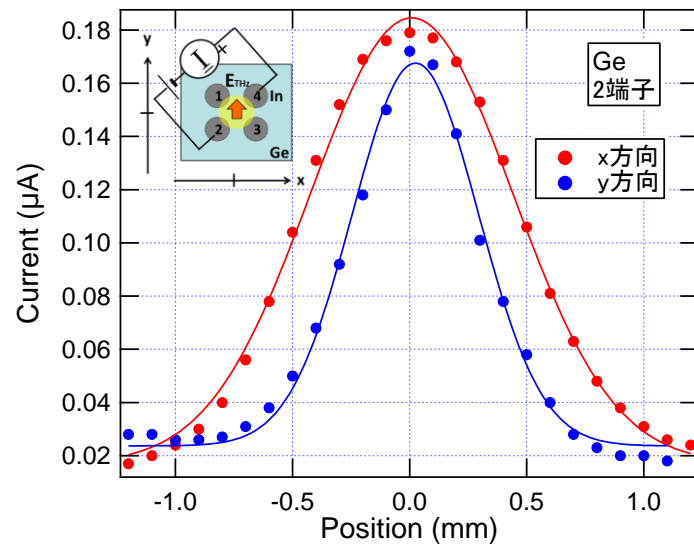


図 4.7: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性:  
x 軸方向と y 軸方向を比較した

## 4.2 Ge における 4 端子測定

4 端子測定では、対角の 2 つの電極に電圧を印加し、その電極対に直交する別の電極で電圧・電流を測定する。一部分の抵抗が変化したとき、抵抗のバランスの崩れとして測定することができる。また、電圧での測定では SN が悪かったため、カレントアンプを用いて電流で測定した。

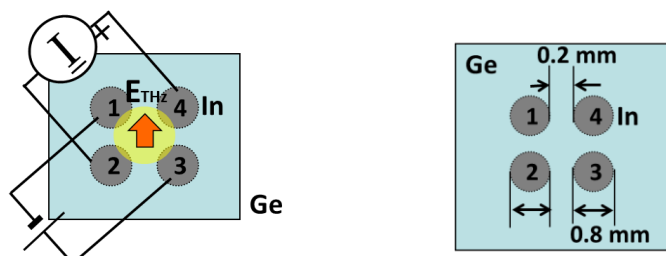


図 4.8: Ge の 4 端子測定の配線と寸法

### 4.2.1 印加電圧依存性

図 4.9 に Ge 試料を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の印加電圧依存性を示す。電極 1-3 に印加する電圧を  $-6\text{ V}$  から  $6\text{ V}$  まで変えていった。テラヘルツ波の強度は  $314\text{ kV/cm}$  である。テラヘルツ波は、電極間の中心に当たるように調節した。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

図 4.9 の印加電圧依存性では、2 端子測定の場合と異なり、 $3\text{ V}$  以上でも電圧の増加につれ電流も増加している。これは、4 端子での信号は、電極外周部の電極 1-4 間と電極 1-2 間の抵抗比と電極 2-3 間と電極 4-3 間の抵抗比の差が信号として出てくる。そのため、2 端子で見ていたサンプル中心部より印加電場が小さい外側部分の影響が大きい。外周部では、中心部より印加電場が小さいと考えられる。そのため、4.1.1 で説明した印加電圧の増加による電流信号のパルス時間幅の減少が起きにくくなり、 $3\text{ V}$  以上でも電圧の増加につれ電流も増加していると考えられる。



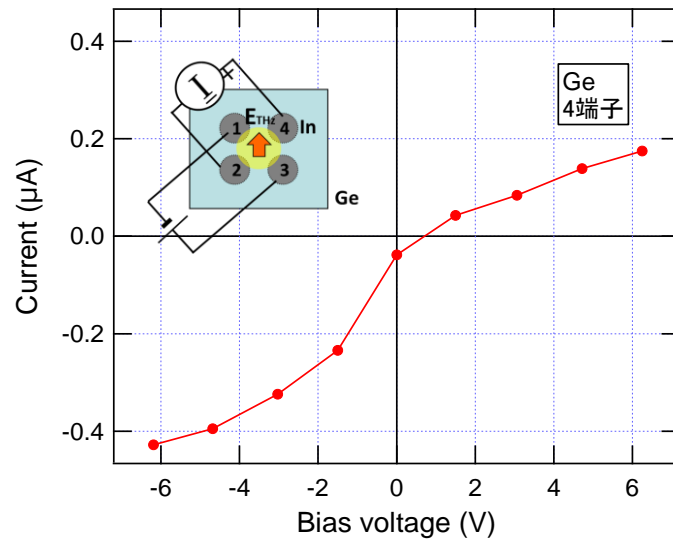


図 4.9: テラヘルツ波照射時の電流変化の印加電圧依存性

## 4.2.2 強度依存性

図 4.10 に Ge 試料を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性を示す。電極間に照射するテラヘルツ波の強度を  $0 \text{ kV/cm}$  から  $314 \text{ kV/cm}$  までの範囲で変えていった。印加電圧は  $3 \text{ V}$  である。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

グラフは 2 端子測定の際のように指数関数的な変化をした。図中の実線は 2 端子測定の際の傾き  $E_0 = 64 \text{ kV/cm}$  を固定した指数関数である。こうしてみると大まかな形はあっていることがわかる。つまり、これも衝突イオン化によるキャリア増加の効果であると考えられる。しかし、立ち上がり部分など実線からずれている領域もある。これは、4 端子測定では抵抗値の差を見ていることと、電極外周部の抵抗に依っていることによるのではないかと考えられる。

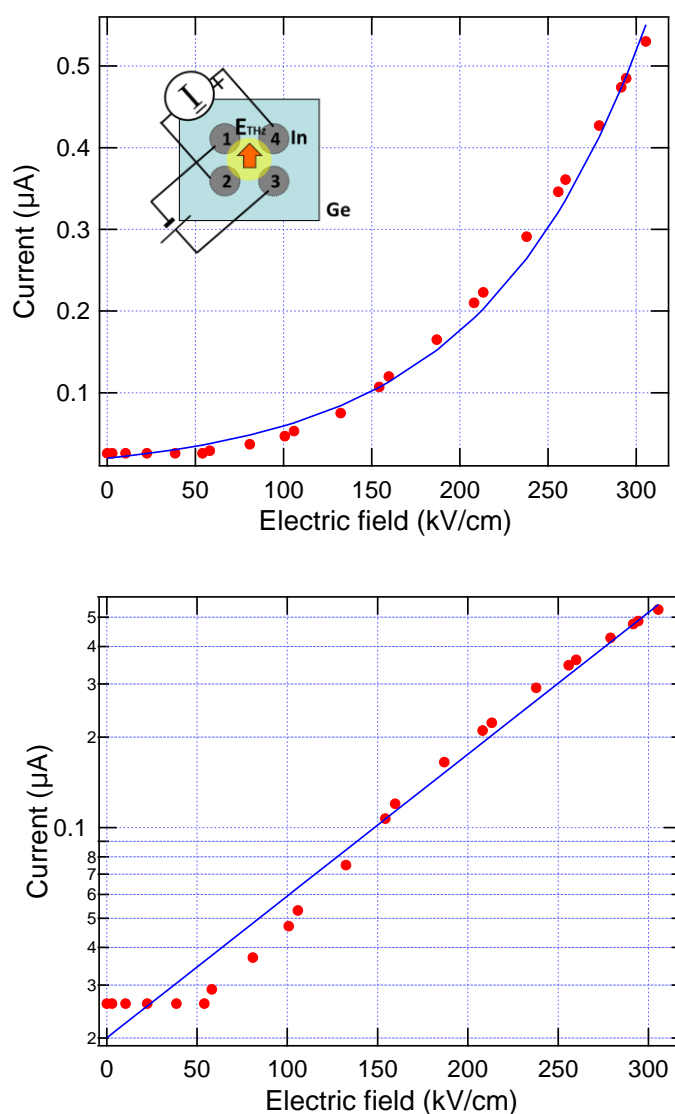


図 4.10: テラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性

### 4.2.3 偏光依存性

図 4.11 に Ge 試料を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性を示す。図 4.11 の図中にサンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}$ 、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  の取り方を示した。テラヘルツ波の偏光角度  $\theta_{\text{THz}}$  は、鉛直方向を原点に取った。サンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}$  は、0 度から 360 度まで 20 度毎動かして偏光依存性を測定した。また、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  を -30 度、0 度、30 度と変えて偏光依存性の変化を調べた。電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、常に 270 kV/cm になるようにワイヤーグリッドを調節した。また、テラヘルツ波スポットを常に電極間の中心に当たるように調節した。印加電圧は 3 V である。

図 4.11 のテラヘルツ波偏光依存性は、2 端子測定のような正弦波に似た変化を示した。2 端子のときと同様に  $\cos[f*(\theta_{\text{sample}} - \theta_0)]$  でフィッティングすると、偏光角度  $\theta_{\text{THz}}=0$  度のとき、振動数  $f$  は 1.96 となった。つまり、この偏光依存性の周期は、180 度である。以降、 $f=2$  としてフィッティングした。また、位相  $\theta_0$  は、 $\theta_{\text{THz}}=0$  度のとき 126 度であり、2 端子測定の場合と同様にテラヘルツ波の偏光と 4 つ電極の対角線が並行になったとき極小になっている。

次にテラヘルツ波の偏光角度  $\theta_{\text{THz}}$  を -30 度（青）、30 度（緑）と変化させると、それに伴って位相  $\theta_0$  が -48 度、20 度の変化を示した。この変化にはテラヘルツ波の偏光方向によるものも含まれていると考えられるが、2 端子測定の偏光依存性と比べると、偏光を  $\pm 30$  度動かしたときの位相は  $\pm 30$  度より大きくずれていて、振幅や波形も変化している。4 端子測定では中心周りの抵抗が依っていて、抵抗率比の差が信号に出る。このために、テラヘルツ波のスポットが歪んでいる影響を 2 端子測定以上に受けたためと考えられる。

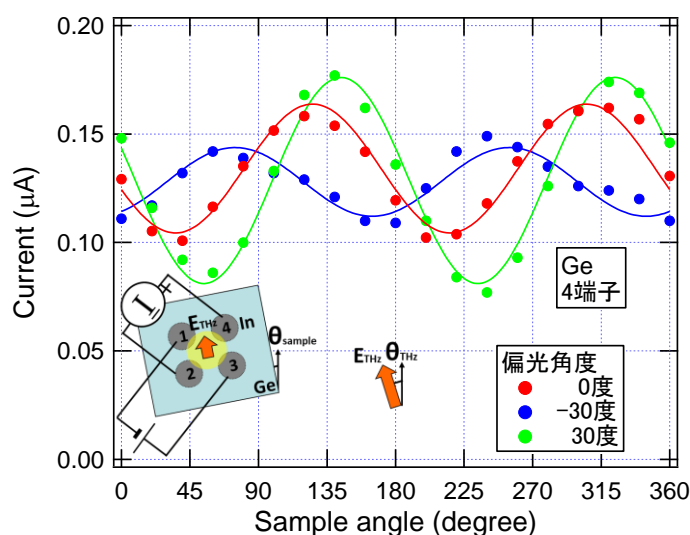


図 4.11: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性

#### 4.2.4 位置依存性

図 4.12 と図 4.13 に Ge 試料を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の位置依存性を示す。図 4.12 は、サンプルの角度を 0 度、90 度、180 度、270 度と変えて x 方向の位置依存性を測定した。図 4.13 にサンプルの位置を水平方向 (x 方向) と垂直方向 (y 方向) に動かし測定した位置依存性を示す。サンプル電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、314 kV/cm、印加電圧は 3V である。

図 4.12 の位置依存性は、ガウシアンでフィッティングした。サンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}=0$  度、90 度、180 度、270 度のときの中心位置はそれぞれ 0.08 mm、0.04 mm、0.08 mm、0.08 mm となった。中心位置は、回転によってテラヘルツ波の当たる位置がほとんどずれていないことを示している。

また、サンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}=0$  度、90 度、180 度、270 度のときの半値幅はそれぞれ 1.47 mm、1.30 mm、1.53 mm、1.29 mm となった。0 度、180 度と 90 度、270 度で 1.18 倍程度違う。これは、電極の対称性からくるものであり、電極 2-4 の間隔が電極 1-3 より長かった場合などにこのような結果になる。また、偏光依存性が 180 度周期であることを考えると 0 度と 180 度、90 度と 270 度でピークの値は等しくなるはずである。しかし、測定値はそうになっていない。これは、テラヘルツ波スポットが歪んでいるため、180 度回転させても、テラヘルツ波スポットが重ならず、試料へのあたり方に違いが生じるためと考えられる。

また、図 4.13 の位置依存性では、x 方向と y 方向の半値幅は、それぞれ 1.49 mm、0.80 mm となった。スポットサイズが y 方向に比べて x 方向 1.8 倍ほど大きい。これは図 4.13 の試料の向きだけ変えて調べたときの 1.18 倍と比べ、かなり大きく、テラヘルツ波のスポットが円形ではなく、x 軸方向に伸びた形を反映していることを示唆している。

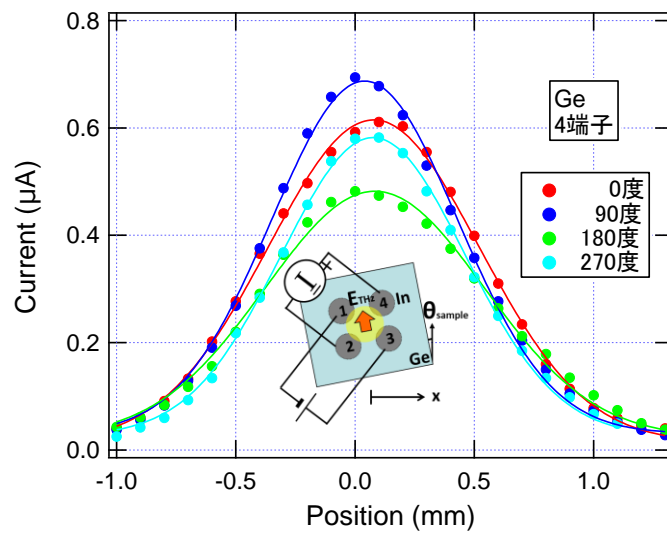


図 4.12: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性:  
サンプルの角度を 0 度、90 度、180 度、270 度と変化させた

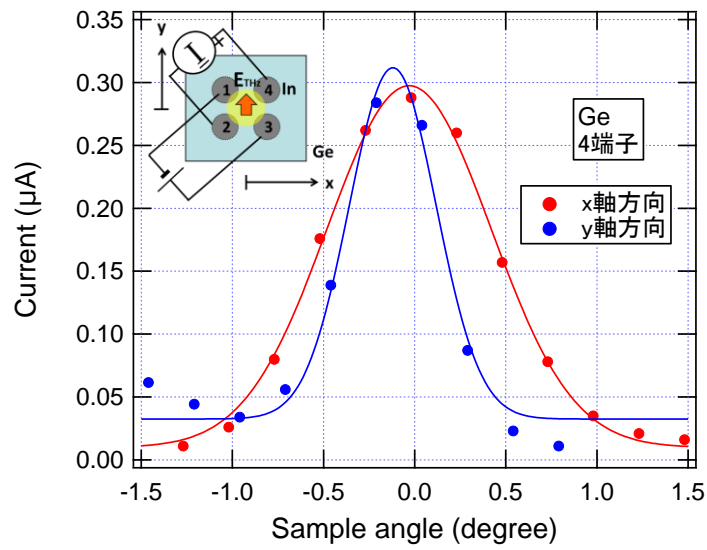


図 4.13: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性:  
x 軸方向と y 軸方向を比較した

### 4.3 Ge 直線配置の印加電圧なし 2 端子測定

Ge 試料の 2 端子測定では、印加電圧が 0 V のときでも、電流が流れた。これを詳しく調べるために、電極を直線上に並べた試料を作成して、カレントアンプを直接つないで、印加電圧なしの状態での電流を観測した。この章では、その結果について述べる。

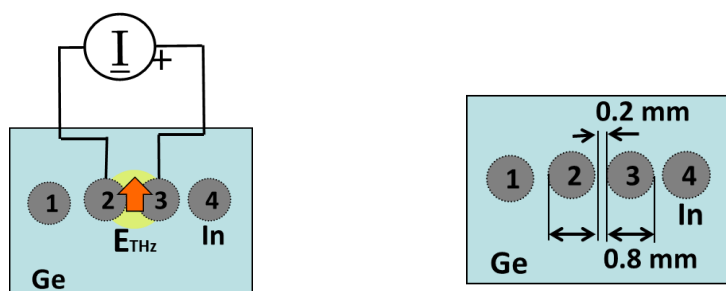


図 4.14: Ge 直線配置の印加電圧なし 2 端子測定の配線と寸法

#### 4.3.1 強度依存性

図 4.15 に Ge 直線配置試料を印加電圧なし 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性を示す。テラヘルツ波の強度は 0 kV/cm から 314 kV/cm まで変化させた。テラヘルツ波は、電極 2・3 間の中心に当たるように調節した。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

グラフは、印加電圧 3 V のときと同じで、テラヘルツ波電場が 100 kV/cm を超えると、急減に電流変化が指数関数的な増加している。フィッティング関数の傾きも  $E_0 = 60$  kV/cm で印加電圧 3 V のときの  $E_0 (= 64$  kV/cm) とほぼ同じである。印加電圧なしで流れる電流も衝突イオン化によるキャリア増加によって生じているといえる。電流の大きさは、20 nA 程度であり、Ge 試料の 2 端子測定の印加電圧 3 V のときの 1/10 倍程度である。オームの法則がこの領域で成り立つとすると 0.3 V 発生していることになる。これは、テラヘルツ波によって作られたキャリアがテラヘルツ波の起電力によって電流となり検出されていることを示している。

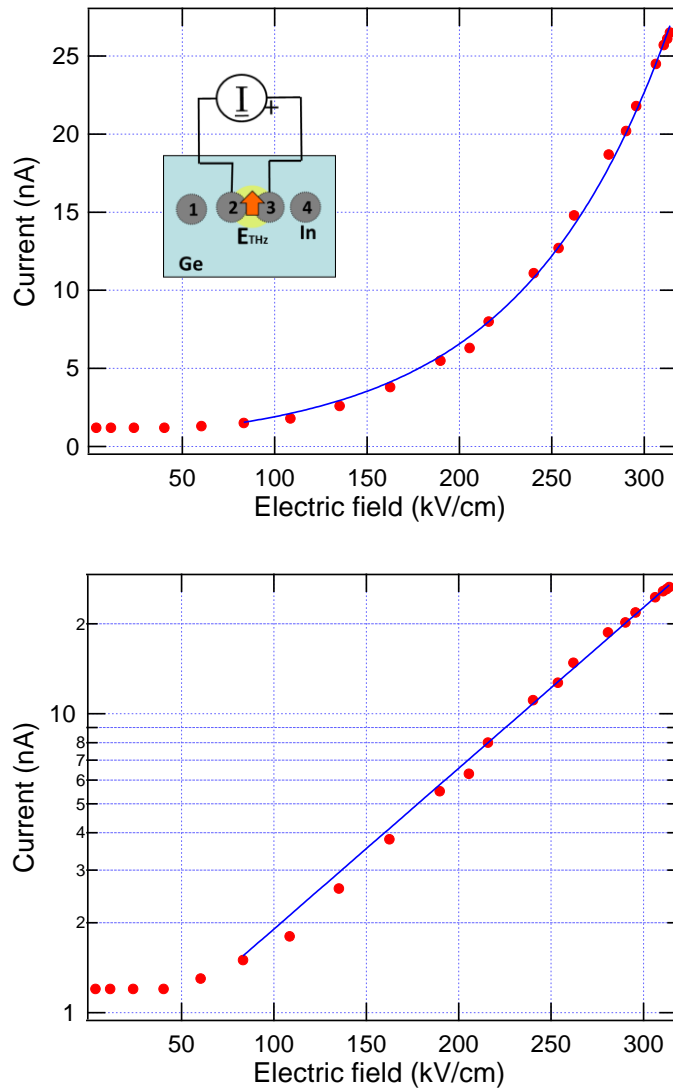


図 4.15: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性

### 4.3.2 位置依存性

図 4.16 に Ge 直線配置試料を印加電圧なし 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の位置依存性を示す。測定に用いる電極を変えて水平方向 (x 方向) の位置依存性を測定した。サンプル電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、314 kV/cm である。

電極 2-1 の場合は、原点を中心にマイナスのピークとプラスのピークを持った。これは、テラヘルツ波スポットが電極 2-1 の中間点にあったときは電流が流れず、片方の電極に寄ると電流が流れ、寄る電極によって正負が逆転することを示している。また、右側のピークは電極 2 に、左側のピークは電極 3 にカレントアンプを繋いでいる時に現れている。これらは、テラヘルツ波のスポット部分で増加した電子とホールが周辺部分に拡散し、移動度の違いにより電子とホールで濃度差が生じ、その濃度差によってテラヘルツ波のスポット部分がプラス、周辺部分がマイナスの

電荷を持ち、電位差が生じて起電力となり電極間に電流が流れていると考えられる。また、電流の流れる向きは、テラヘルツ波のスポットに向かって電流が流れており、この説明と一致している。

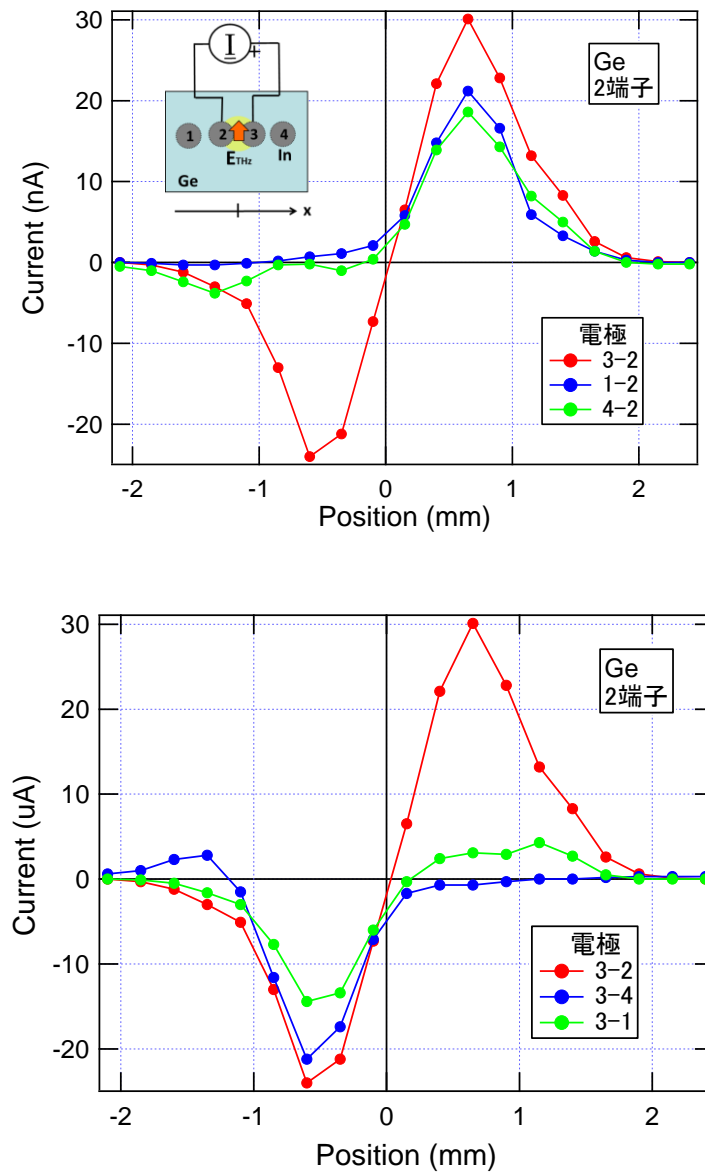


図 4.16: テラヘルツ波照射時の電流変化の位置依存性:  
測定に用いる電極を変えた

## 4.4 n 型 GaAs の 4 端子測定

この章では、n 型 GaAs 試料の 4 端子測定の結果について説明する。n 型 GaAs サンプルでは、



電圧の測定に信号波形の影響を受けにくいデジタルマルチメータを用いた。2 端子測定では、十分な SN を得られなかったため、4 端子測定の結果を載せる。

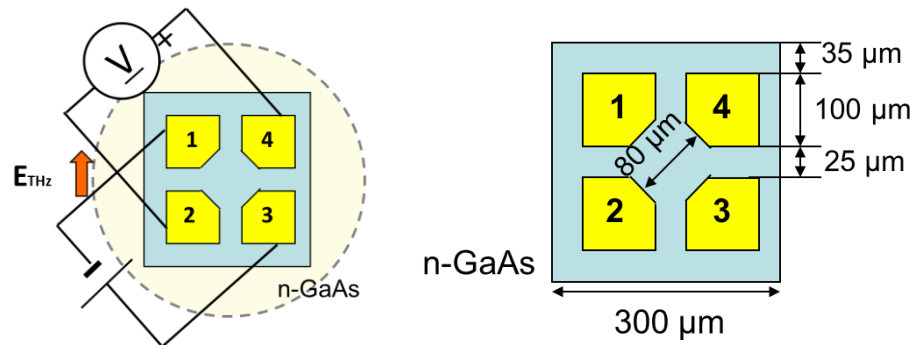


図 4.17: n 型 GaAs の 4 端子測定の実験配線と寸法

#### 4.4.1 印加電圧依存性

図 4.18 に n 型 GaAs 試料を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の印加電圧依存性を示す。電極 1-3 に印加する電圧を 0 V から 9 V まで変えていった。テラヘルツ波の強度は 360 kV/cm である。テラヘルツ波は、電極間の中心に当たるように調節した。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

図 4.18 の印加電圧依存性では、0 V から 5 V までは、印加電圧が増加するに連れて電流変化の大きさも大きくなっているが 5 V 以上では減少に転じている。これは、Ge 試料の 4 端子測定よりも Ge 試料の 2 端子測定の結果に近い。これは、試料の大きさが小さいため、Ge 試料と比べ試料内での印加電場が強い、2 端子測定と 4 端子測定で測定している抵抗の位置的なズレがほとんど無視できるなどの要因によるものだと考えられる。試料の大きさから来る強い印加電場は、キャリアが試料に滞在時間を短くする。また、電子移動度が Ge と比べて 2 倍近い  $7500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  [15] と非常に大きく、ドリフト速度も大きくなるため、電子が電極間を移動する時間が更に短くなる。実際に、電極間を移動する時間を計算すると 3 V で 15 ns となる。これは、Ge 試料の場合と比べ短い時間である。1 ps 程度の時間で衝突イオン化によって増加したキャリアが、印加電圧によってキャリアがドリフト運動して、15 ns で電極に吸われてしまうと考えられる。これから 5 V 以上での減少は、Ge 試料の 2 端子測定のとおり同様に信号のパルス時間幅が小さくなり、時間平均すると変化せず、更に検出しにくくなったからだと考えられる。実際に波形による影響が大きいロックインアンプでは、上手く検出できなかった。

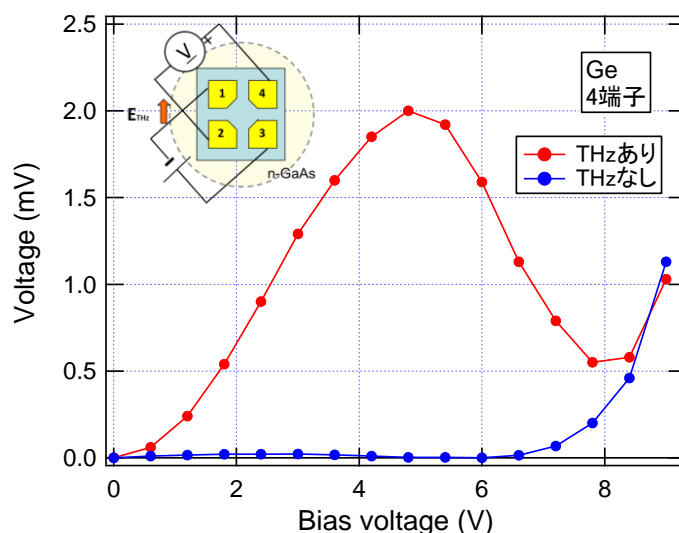


図 4.18: テラヘルツ波照射時の電圧変化の印加電圧依存性

#### 4.4.2 強度依存性

図 4.19 に n 型 GaAs を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電圧変化の強度依存性を示す。電極間に照射するテラヘルツ波の強度を 0 kV/cm から 360 kV/cm までの範囲で変えていった。印加電圧は 3V である。偏光は図中の  $E_{\text{THz}}$  の方向である。

テラヘルツ波電場が 150 kV/cm を超えると、急激に電圧変化が増加している。強度依存性のグラフは、指数関数的な変化を示した。この指数関数的な増加は、衝突イオン化によるキャリア増加によって一部の抵抗が小さくなり、4 端子間の抵抗値のバランスが崩れ、電圧が増加したと考えられる。フィッティング関数の傾きは、 $E_0 = 78 \text{ kV/cm}$  で Ge 試料の 2 端子測定の場合の  $E_0 = 64 \text{ kV/cm}$  の 1.2 倍である。Ge 試料と立ち上がりの電場強度とフィッティングの傾きが違うのは、バンドギャップや間接遷移型・直接遷移型などのバンド構造の違いによるものと考えられる。この結果から、300 kV/cm のときは、3.8 回衝突イオン化が起こったことがわかった。

また、この結果より、300 kV/cm のとき電圧変化の大きさが 15 倍変化したといえる。15 ns で電極に吸われ緩和しているとして、電圧変化を時間幅 15 ns の矩形波として考えると、テラヘルツパルスは、1 ms の間隔で来ているので、時間平均で 0.023 % だけ電圧が変化するはずである。実際には、3V 電圧を印加して、0.5 mV 変化したので、抵抗が 0.01 % 程度変化したと見積もられる。これは、予想の 40 % 程度の変化であり、Ge 試料の 2 % と比べ、かなり近くなっている。試料が小さいため、テラヘルツ波が試料に一様に当たっており、テラヘルツ波の当たっていない場所の抵抗や電流などの影響小さいためと考えられる。また、電極と試料の接触抵抗も Ge 試料と比べて小さいと予想され、そのことも理由の 1 つとして考えられる。

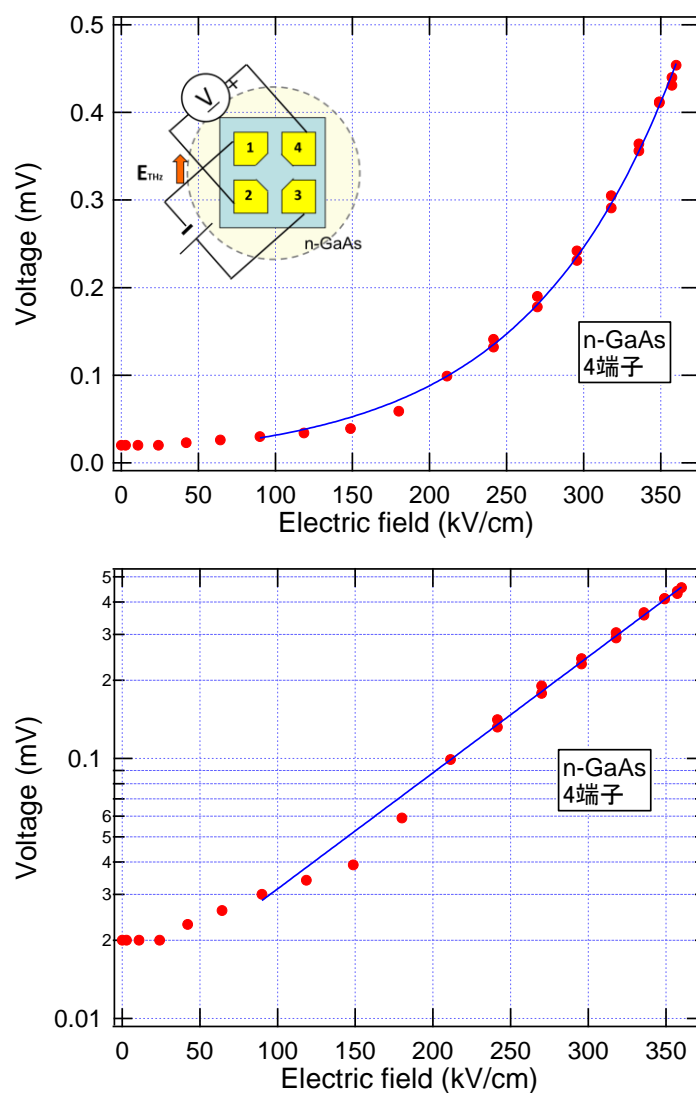


図 4.19: テラヘルツ波照射時の電流変化の強度依存性

#### 4.4.3 偏光依存性

図 4.20 に n 型 GaAs を 4 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性を示す。図 4.20 の図中にサンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}$ 、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  の取り方を示した。サンプルの角度  $\theta_{\text{sample}}$  は、0 から 360 度まで 20 度毎動かして偏光依存性を測定した。また、テラヘルツ波の偏光方向  $\theta_{\text{THz}}$  を -30 度、0 度、30 度と変えて偏光依存性の変化を調べた。電極間に照射するテラヘルツ波の強度は、常に 290 kV/cm になるようにワイヤーグリッドを調節した。また、テラヘルツ波スポットを常に電極間の中心に当たるように調節した。印加電圧は 3 V である。

図 4.20 のテラヘルツ波偏光依存性は、Ge 試料のときと同様に正弦波に似た変化を示した。 $\cos[f^*(\theta_{\text{sample}} - \theta_0)]$  で実験結果をフィッティングすると、 $\theta_{\text{THz}}=0$  度 のとき、振動数  $f$  は 2.01 とな

った。つまり、この偏光依存性の周期は、180 度である。以降、 $f=2$  と固定した。また、位相  $\theta_0$  は、81 度であり、テラヘルツ波の偏光と電極 2・3 の方向が並行になったとき極大になっている。つまり、4 つの電極が作る四角形の辺と同じ偏光方向のとき極大・極小をとる。これは、4 つの電極の対角線方向の偏光で極大・極小をとる Ge 試料のとは、違う結果であり、違うメカニズムがはたらいっている可能性がある。4.5.2 では、可能性の一つとしてテラヘルツ電場によるキャリアの加速について議論する。

テラヘルツ波の偏光を-30 度、30 度と変化させると、それに伴って位相  $\theta_0$  が-29 度、31 度変化した。このことからこの変化は回転による位置のズレではなく、テラヘルツ波の偏光方向によるものだとなった。誤差が $\pm 1$  度程度しかなく、波形・振幅のブレも小さく、Ge 試料と比べ精度が高いといえる。これは、n 型 GaAs 試料の大きさが小さいため、テラヘルツ波のスポット形状の影響を受けづらい、電極の対称性が良いなどの要因によるものだと考えられる。

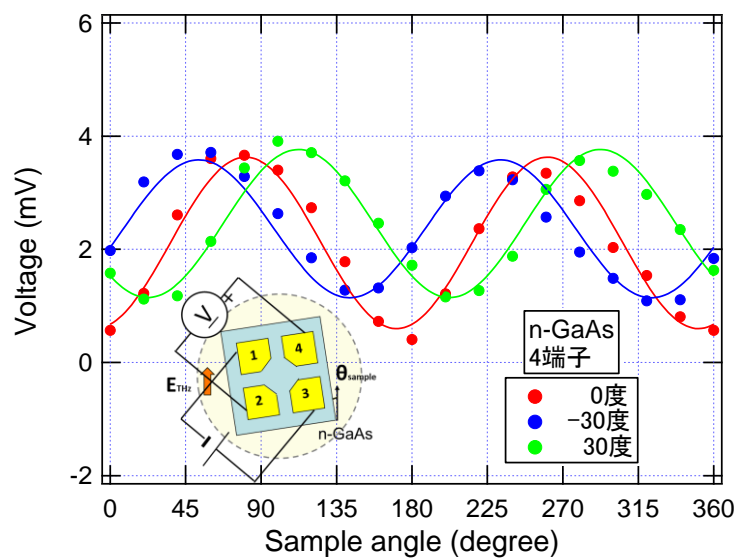


図 4.20: テラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性

## 4.5 考察

### 4.5.1 電極の電場増強による偏光依存性

4.1.3 で説明し、図 4.5 に示した Ge 試料を 2 端子測定で測定したテラヘルツ波照射時の電流変化の偏光依存性は、電極対の向きとテラヘルツ波の偏光方向がなす角で位相が決まっているのではなく、サンプルの構造とテラヘルツ波の偏光方向との関係で位相が決まっていることを示唆していた。ここでは、サンプルの構造による周期 180 度の偏光依存性として電極の電場増強効果を考えた。

波長よりも小さい金属の構造に電磁波を照射すると、電磁場の電場に依って分極して双極子モ

ーメントが発生し、電場が生じる。特に針状の構造だと、針の先に電気力線が集中し、強い電場が生じる[16]。この効果は、その物質の表面近くに局在し近接場と呼ばれる。ここでは、半径  $a$  の球を考える。 $a \ll \lambda$  の場合、半径  $a$  の球の分極率  $\alpha$  は、

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (4.4)$$

となる。ここで  $\varepsilon$  は、球の誘電率である。電場  $E$  が入射すると、 $p = \alpha E$  の電気双極子が生じる。この球に、同じ半径  $a$ 、誘電率  $\varepsilon$  の球を近づけると、お互いに影響し合い、電気力線が再構成される。分極率  $\alpha$  を電磁気学で計算すると

$$\alpha_{eff} = \frac{\alpha(1 + \alpha)}{1 - \frac{\alpha^2}{16\pi(a+z)^3}} \quad (4.4)$$

となる。ここで  $2z$  は、図 4.21 に示すように球の間の距離である。この式のグラフを図 4.22 に示す。球の半径程度近づくと、急激に分極率が増加することがわかる。

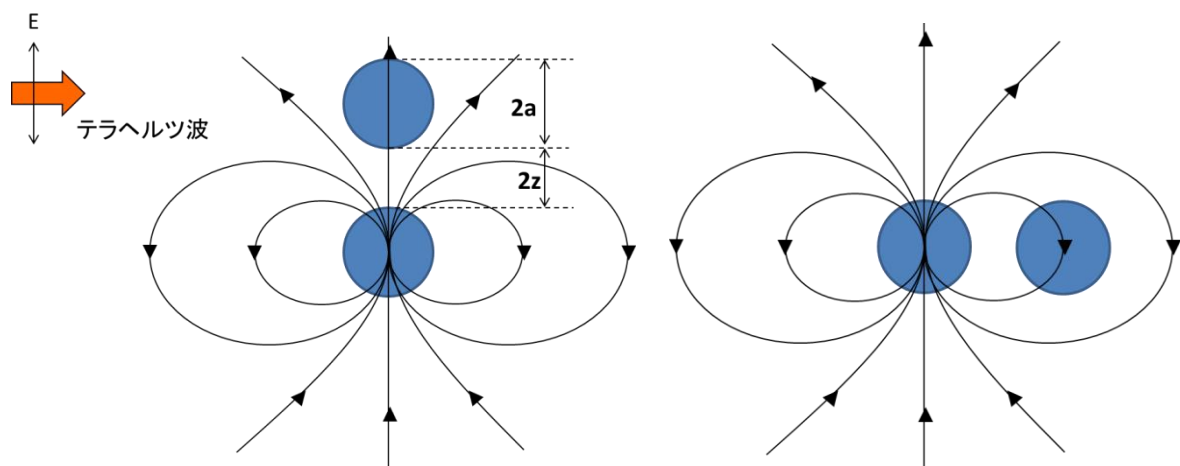


図 4.21: 2 つの球における電場増強;

テラヘルツ電場によって双極子モーメントが発生する。2 つの双極子モーメントは、電場方向によって強め合う方向と弱め合う方向がある[17]

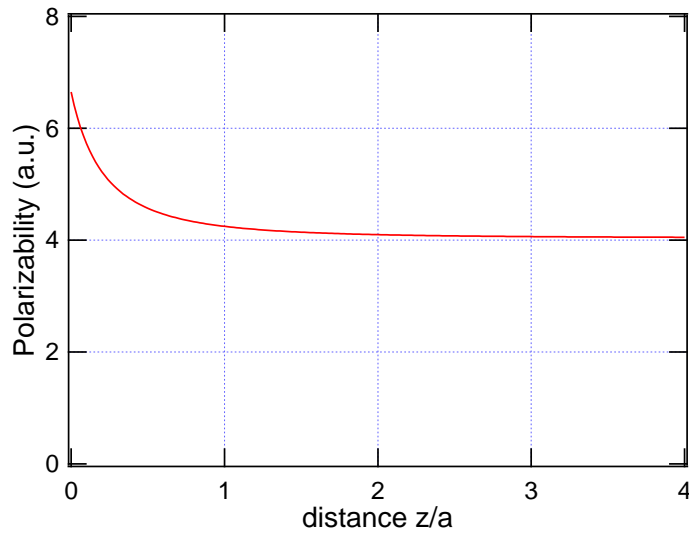


図 4.22: 距離と実効的分極率の関係;  
 $a=0.5$ 、 $\epsilon=-\infty$ として計算した

また、図 4.21 のように偏光方向と球の並ぶ方向によって、2 つの双極子モーメントが強め合うときと弱め合うときがあり、偏光が鉛直方向のほうが垂直方向に比べて数桁大きいことが知られている[18]。

実際の試料では  $a \sim \lambda$  であり、電極の電場増強効果が期待される。ここで、図 4.23(a) のように Ge 試料の電極 1-3 の距離が小さく、電極 2-4 の距離が大きい場合を考える。上の議論から、電場方向に平行な電極対で大きな電場増強が起こるので、図 4.23(b) のように電極 1-3 間の方向とテラヘルツ波の偏光が平行なとき、大きな電場増強が起きるが、図 4.23(c) のように電極 2-4 間の方向とテラヘルツ波の偏光が平行なときは電極 2 と電極 4 の距離が離れているため、大きな電場増強が起こらない。この電場増強があると、テラヘルツ波によるキャリア増加が大きくなり、偏光依存性として観測できる。この偏光依存性は、90 度ごとに極大・極小が入れ替わるので、この偏光依存性は、180 度周期になっている。また、電極 1-3 間で 2 端子測定しても、電極 2-4 間で 2 端子測定しても、観測しているのは中心部のキャリア増加なので、電極の電場増強による偏光依存性の位相は変化しない。これは、実際の実験結果と一致する。

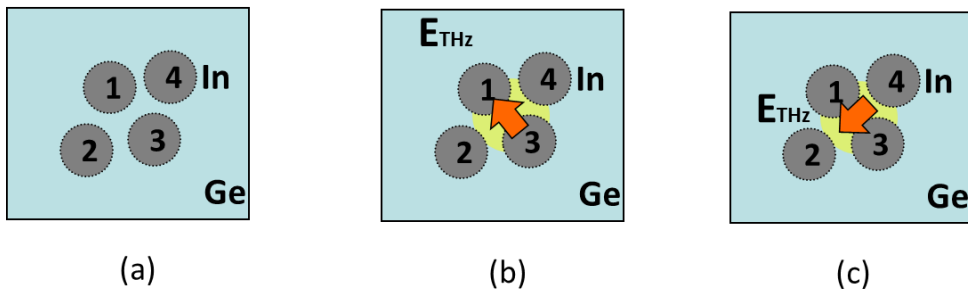


図 4.23: Ge 試料における電極の電場増強による偏光依存性

#### 4.5.2 ブリッジ回路による 4 端子測定のパラジタンス依存性

4 端子測定のパラジタンス依存性は、試料をブリッジ回路として考えることで説明できる。ここでは n 型 GaAs サンプルを例にとって説明する。

まず、テラヘルツ電場による、キャリアの加速について考える。テラヘルツパルス電場が電子に与える運動量は、テラヘルツ電場がプラスとマイナス方向に振動するので打ち消し合い、最終的に 0 になる。そのため、この効果だけでは、キャリアの偏りは生じない。しかし、衝突イオン化によって生じたキャリアがハーフサイクルの電場で加速される場合を考えるとパルスの途中でキャリアが増えるので、図 4.24 に示すようにキャリアの偏りが生じる。この効果は、テラヘルツ電場の向きによるので 180 度で符号が反転し、360 度周期の変化を示すはずである。これは、180 度周期を示した実験結果と合わない。

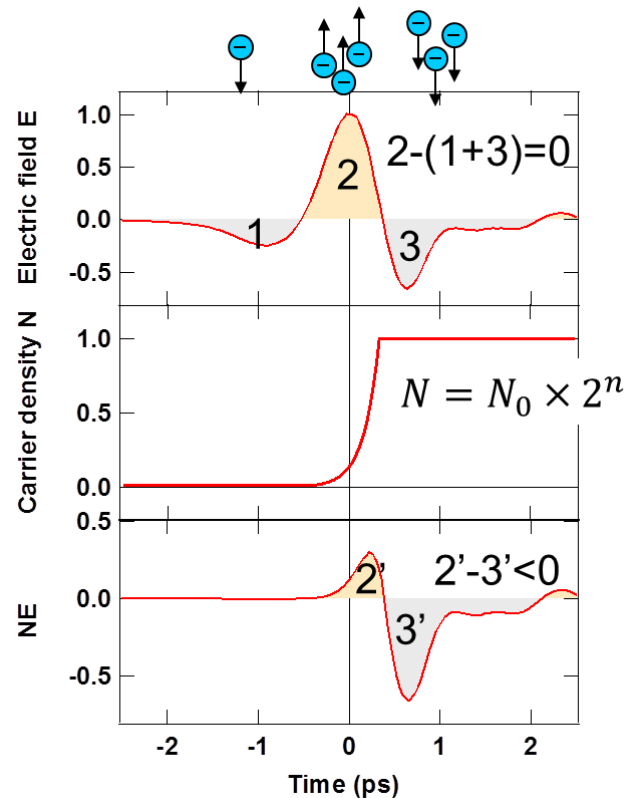


図 4.24: 衝突イオン化によるキャリアの偏り

そこで、図 4.25 のようにサンプルをブリッジ回路のように考え、この効果が 4 端子測定にどのようなパラジタンス依存性をもたらすかを考えた。まず、図 4.25 のような電圧計測の 4 端子測定の等価回路で考えてみる。テラヘルツ波を照射していない時は、R1 と R4 の抵抗比と R2 と R3 の抵抗比が等しく電圧  $V_{24}$  は、0 であるとする。試料にテラヘルツ電場が電極 2,3 から電極 1,4 の方向へ印加されたとする。つまり  $\theta_{\text{sample}}=0$  度のときである。すると、先程述べた衝突イオン化によるキャリ

アの偏り効果によりキャリア（電子）が  $E_{\text{THz}}$  の方向に加速され、キャリア勾配ができて、電極 1,4 側のキャリア密度が上がる。そのため、抵抗  $R1$  は小さくなる。この結果、電圧  $V_{14}$  が下がり、 $V_{24}$  は負となる。

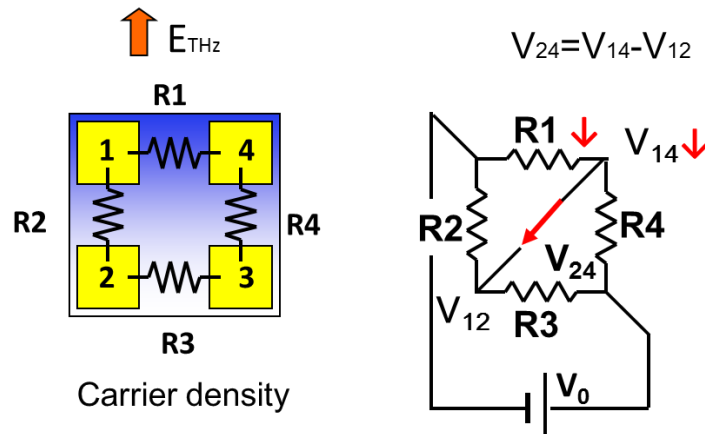


図 4.25: 4 端子測定での偏光依存性 ( $\theta_{\text{sample}}=0$  度)

次に図 4.26 のようにテラヘルツ電場が電極 4,3 から端子 1,2 の方向、つまり  $\theta_{\text{sample}}=90$  度的时候を考える。衝突イオン化によるキャリアの偏り効果によりキャリア（電子）が  $E_{\text{THz}}$  の方向に加速され、キャリア勾配ができて、電極 1,2 側のキャリア密度が上がる。そのため、抵抗  $R2$  は小さくなる。この結果、電圧  $V_{12}$  が下がり、 $V_{24}$  は正となる。

同様にしてテラヘルツ電場を  $R1$  から  $R4$  に  $90$  度毎に変えていくと電圧  $V_{24}$  は、負正負正と変化をする。つまり、 $180$  度周期である。これは、実際の実験結果と一致する。

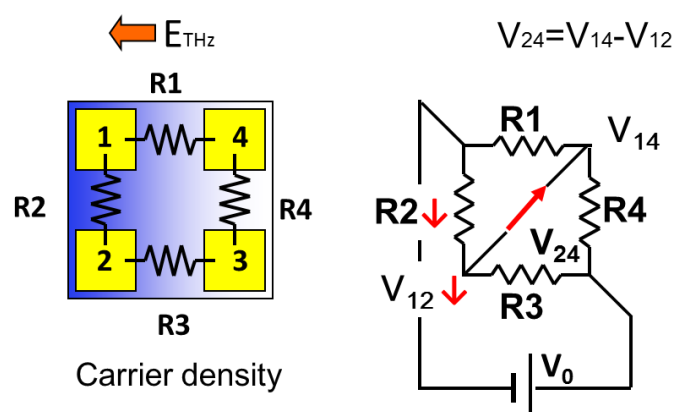


図 4.25: 4 端子測定での偏光依存性 ( $\theta_{\text{sample}}=90$  度)



## 第 5 章 結論と展望

高強度テラヘルツ波によって半導体の伝導特性が変化することを電流で直接検出することに成功した。テラヘルツ波強度依存性から電流変化が衝突イオン化によるキャリア増加によるものだと考えられる。生じたキャリアは、印加電圧によって短い時間で緩和していると考えられる。また、電圧を印加しない場合でもキャリアの密度勾配によって流れる電流が観測された。

キャリア増幅だけでは説明ができない 180 度周期の偏光依存性も観測された。これはサンプルの構造に由来した電極の電場増強効果の寄与だと考えられる。

n 型 GaAs 試料は、Ge 試料とは違う偏光依存性を示した。この偏光依存性については、ブリッジ回路においてテラヘルツ電場のキャリア加速について考えることで説明できた。

高強度テラヘルツ波照射による半導体の伝導特性の変化は複数の現象が関係していることがわかった。また、テラヘルツポンプ・テラヘルツプローブで時間領域分光をすれば、キャリアの時間発展がわかる。複数の測定方法を用いて調べることは、キャリアの挙動を理解する上で非常に有効であると考えられる。また、偏光依存性についてもモデルがどの程度妥当であるか今後検証して行く必要がある。

テラヘルツ波照射時の伝導特性の変化を調べることは、物理学的な意味だけではなく、新しいキャリア制御デバイスやテラヘルツ波検出装置などの応用技術の基礎ともなる。今後も詳しく調べていく予定である。

# 参考文献

- [1] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, Appl. Phys. Lett. **45**, 3, 284-286 (1984).
- [2] K. Yamaguchi, M. Nakajima, and T. Suemoto, Phys. Rev. Lett. **105**, 237201, (2010).
- [3] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Opt. Lett. **25**, 1210 (2000).
- [4] 廣理英基, 田中耕一郎, 応用物理 **80**, 4, 291-297, (2012).
- [5] J. Hebling, G. Almasi, I. Z. Kozma, and J. Kuhl, Opt. Express **10**, 1161 (2002).
- [6] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **98**, 091106(2011).
- [7] H. Hirori, M. Nagai, and K. Tanaka, Phys. Rev. B **81**, 081305 (2010)
- [8] M. Liu, H. Y. Hwang, H. Tao, A.C. Strikwerda, K. Fan, G. R. Keiser, A. J. Sternbach, K. G. West, S. Kittiwatanakul, J. Lu, S. A. Wolf, F. G. Omenetto, X. Zhang, K. A. Nelson, and R. D. Averitt, Nature **487**, 345-348 (2012).
- [9] H. Hirori, K. Shinokita, M. Shirai, S. Tani, Y. Kadoya, K. Tanaka, Nature commun. **2**, 594(2011).
- [10] 小長井誠, 半導体物性, 培風館, 第 13 版, (2006).
- [11] 服部利明, 非線形光学入門, 裳華房, 第 1 版, (2009).
- [12] J. A. Fulop, L. Palfalvi, G. Almasi, and J. Hebling, Opt. Express **18**, 12311 (2010).
- [13] F. J. Morin and J. P. Maita, Phys. Rev. **94**, 1525–1529 (1954)
- [14] W. van Roosbroeck and W. Shockley, Phys. Rev. **94**, 1558–1560 (1954)
- [15] J.G. Ruch, G.S. Kino, Appl. Phys. Lett. **10**, 40 (1967)
- [16] F. Keilmann, R. Hillenbrand, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. **362**, 787-805 (2004).
- [17] 齋木敏治, 戸田泰則, 光物性入門, 朝倉書店, 第 1 版, (2009).
- [18] J. P. Fillard, Near Field Optics and Nanoscopy, World Scientific, Sigapore and New Jersey, (1996).

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教官である末元徹教授には、実験方法など技術的なことから、実験方針までご指導して頂きました。実験の進み具合をいつも気にかけて、問題があるときはどのように解決するか、親身になって相談に乗って頂きました。これまで御指導して頂き、感謝申し上げます。

末元研究室の特任助教授である渡邊浩博士には、テラヘルツ波の発生系の構築で自分では、気付かなかった点を指摘していただき、更には、光学系の調節方法、実験系の構築を手取り足取り手伝ってもらい、身を持って学ぶことが出来ました。博士の貢献なくしてこの研究はなかったと思います。構築した実験系で 200 kV を超えたときの感動がとても心に残っています。また、発生系の構築の他に、モデル構築や考察について議論をして理解を深めることが出来ました。いままでの御助言、御助力ありがとうございました。

千葉大の中嶋誠准教授には、実験系を引き継ぐにあたり、Legend の使い方、実験系について教えて頂きました。感謝申し上げます。

本研究では、Ge サンプルを作るにあたり、秋山英文准教授に御指導していただき、秋山研究室の装置を使用して作成させていただきました。お忙しい中、御指導・御協力頂き、感謝申し上げます。

また、勝本信吾教授には、研究の中で GaAs の試料を提供していただきました。御協力頂き、感謝申し上げます。

秋山研究室の皆様、特に佐藤慎太郎氏には、オーミック電極の作成方法から I-V 特性の測定方法まで試料作成について一から教えていただきました。ありがとうございました。

末元研究室の先輩方、特に同じテラヘルツ波グループの山口啓太氏、栗原貴之氏には、テラヘルツ波光源の構築にあたり、テラヘルツ波に関する知識から、実験装置の使い方まで教えていただき、感謝しています。また、先輩の浅原彰文氏、石毛俊氏、武井亮太氏、同期の川崎智裕氏、後輩の竹田昌弘氏、中村圭太氏には、実験以外のことでも雑談や相談に乗っていただき、頑張ることが出来ました。ありがとうございました。

末元研究室の皆様に改めて感謝申し上げます。