

## 2.4.2. テラヘルツ検出器の雑音

### 1. 雑音

雑音は測定する信号に含まれるランダムな誤差である。雑音は振幅と位相に周波数スペクトルを持つ。今、測定値を  $x_i$  とし、 $n$  個の測定を行ったとすると、 $n$  個の標本に対する平均値は、

$$\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (1)$$

となる。ここでは、ある変数に対する平均値を  $\langle \quad \rangle$  で表している。また、 $x_i^2$  の平均値を、

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2 \quad (2)$$

とすると、この標本に対する分散は、次式で表される。

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{n-1} = \frac{n}{n-1} (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) \quad (3)$$

分母の  $n-1$  の因子は、 $\langle x \rangle$  が母集団の真の平均値とは完全には一致しないため、これを一致させるために  $x_i$  のうち1つを決めなければならず、自由度が1つ減少することに起因している。

雑音の標本値が正規分布をしているとすると、雑音エネルギーは  $\sigma^2$  に等しくなる。ここで雑音エネルギーというのは、測定データが電気信号である場合は、電力あるいは、電流または電圧の2乗に対応する。また、雑音エネルギーが複数重なって存在する場合は、合計の雑音エネルギーはそれらの足し合わせとなる。次節で述べるように、雑音は測定可能な最小限度（雑音等価エネルギー、NEP）を決める。

### 2. 時間列ランダム発生現象のフーリエ変換とスペクトル密度関数

ランダムな時刻  $t_i$  に発生する現象  $f(t-t_i)$  が、 $T$  時間内に  $N$  回発生するとして、その重ね合わせを  $i(t)$  とすると、 $i(t)$  は (4) 式で表すことが出来る。平均発生率  $\langle n \rangle$  を用いると、 $N$  の平均値  $\langle N \rangle$  は  $\langle n \rangle T$  である。図1に、 $\langle n \rangle$  が小さい場合と大きい場合の  $i(t)$  の表れ方の模式図を示した。

$$i(t) = \sum_{i=1}^N f(t-t_i) \quad \text{for } 0 \leq t \leq T \quad (4)$$

ここで、 $f(t-t_i)$  のフーリエ変換を  $F_n(f)$  とすると、 $F_n(f)$  は、 $f(t)$  のフーリエ変換  $F_f(f)$  で表すことができる。

$$F_n(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-t_i) e^{-iznft} dt = e^{-iznft} F_f(f) \quad (5)$$

また、 $i(t)$  のフーリエ変換を  $I_f(t)$  とする。

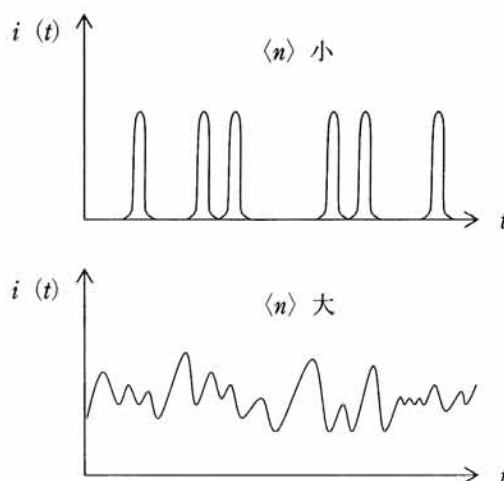


図1 平均発生率  $\langle n \rangle$  が小さい場合と大きい場合の  $i(t)$  の表れ方の模式図

るのかも解明できる可能性がある。この疑問を解くため、光学フォノン周波数が、GaSe超広帯域技術で利用可能な周波数帯に存在するInPで同様の実験を行った。

ポンプ-プローブ遅延時間に対して、フォノン-プラズモン系の誘電応答の周波数依存性を導出するため、THz波の時間軸Tをフーリエ変換し、サンプル内での多重反射を勘定に入れなければならない。これらの解析により、実部と虚部からなる完全なクラマースクローニツヒ解析に頼ることなく、複素誘電関数が得られる。典型的な例を図5に示す。両方のグラフの目立った構造の部分が、フォノン-プラズモン系の縦振動の固有モードに対応している。負の遅延時間 ( $t_d < 0$ )、即ち光励起キャリアが無いところでの、鋭いピークはLOフォノン自体である。このLOフォノンのみの状態から、二つの枝を持つ混合フォノン-プラズモンモードへのスイッチングは、私達の実験の時間スケール内では進行していない。その代わりに、超広帯域THz分光は、LOフォノン共鳴の枝分かれの魅力的なトポロジーを明らかにする<sup>9)</sup>：フォノン-プラズモン分散の $L^+$ 分枝がLO共鳴から、より高周波で一時的に広がり、再び鋭くなるようにして発展する。一方、 $L^-$ 分枝は、もともとのTOフォノン周波数の下に現れる。それは、超高速時間スケール上で、スペクトル変位や振動子強度の増加なしに、周波数の最終位

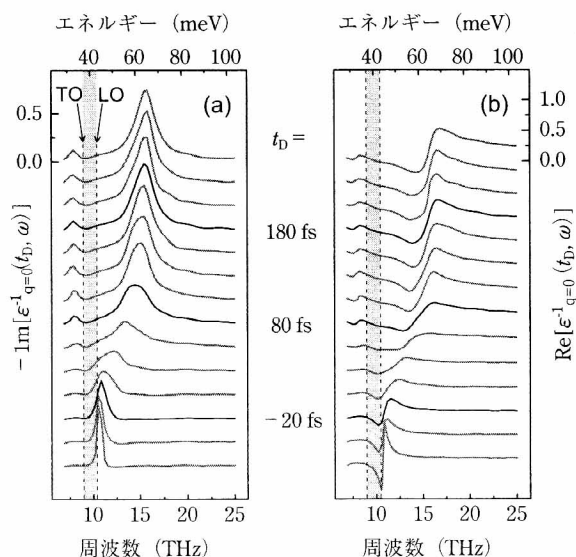


図5 10fs レーザパルスによる電子-正孔プラズマの生成を、時間遅延  $t_d$  を変えて測定した、誘電関数の逆数の虚部 (左) と実部 (右) vs. InP サンプル中の周波数。InP 中の基底準位の TO および LO フォノンの周波数を破線で示し、レシュトラーレン領域を灰色部分で示した。

置に出てくる。参考文献9) の結果の一部は、12fs 幅、パルスエネルギー 200nJ、繰り返し周波数最大4MHz のパルスを伝送する、新しいTi:サファイアフェムト秒増幅器のコンセプトを用いて得られている<sup>10)</sup>。増幅されたポンプパルスは、大きな範囲で励起密度とプラズマ周波数を変化することを可能にしてくれる。こうして、私達は集団的フォノン-プラズモン振動の二つの分枝が明確に反交差のふるまいをすることを示した。より重要なこととして、私達はフォノン-プラズモン混合の形成の時間スケールが、多体系で最も速い応答時間を持つ  $L^+$  モードの振動サイクルで近似的に決まることを発見した。

強い非平衡半導体のバンド間動力学をプローブする通常のフェムト秒分光では、そのような量子相関の形成について、ほんの間接的な証拠しか得られない。それに対して、超広帯域テラヘルツ時間領域分光 (THz-TDS) は、このような基礎的な非平衡効果に正確で直接的なアクセスを可能にする。その結果は、詳細な量子力学計算の正確な評価指標を与えるものである。

## 5. まとめと展望

ここでは、超広帯域THz技術実験の概要と、半導体の超高速分光応用について述べた。私達は、この分野が科学と技術の将来の発展において大きなポテンシャルを有することを確信している。更なる前進のための重要な道筋は、SN比の改善、より大きなバンド幅および高いパルス振幅にある。この進歩は、超高速量子転移や励起子気体の量子光学的操作など、固体の新現象を研究する可能性を切り拓くものである。

[Alfred Leitenstorfer 訳：廣本 宣久]

### [参考文献]

- 1) Q.Wu and X.-C.Zhang, "Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 1285-1287, 1997.
- 2) Leitenstorfer, S.Hunsche, J.Shah, M.C.Nuss, and W.H.Knox, "Detectors and Sources for Ultrabroadband Electro-optic Sampling : Experiment and Theory," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 1516-1518, 1999.
- 3) R.Huber, A.Brodschelm, F.Tausler, and A.Leitenstorfer, "Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 3191-3193, 2000.
- 4) Leitenstorfer, S.Hunsche, J.Shah, M.C.Nuss, and