

電気光学効果を用いた
非接触型荷電粒子検出原理の検証

理学研究科 物理科学専攻
細川和博

2006年2月10日

概要

従来の荷電粒子検出原理は、非弾性散乱によるイオン化等によって発生した電子を電氣的に増幅させるものであった。しかしこの方法では、非弾性散乱の励起過程で電子が失うエネルギーが 1eV 以上必要なため、エネルギー分解能を 1eV 以上の精度で測定することは原理的に不可能である。これに対して、準弾性散乱を利用した非接触的な測定が可能になれば、エネルギー損失の少ない検知が可能になる。エネルギー損失の絶対値が従来の方法より桁違いに小さいため、イオン化を起こすエネルギー値よりも低いエネルギーを持つ粒子にさえ適用することが可能になる。このような検知が可能になれば、荷電粒子を軌道に沿って多数回検知する事ができる。非接触型検知を飛行時間の測定に利用すれば、特に非相対論的な荷電粒子に対して、従来の方法より桁違いに良い精度で速度を測定する事が出来る。

この非接触型検出を可能にするため、電場が変化すると屈折率がそれに応じて変化する(これを電気光学効果と呼ぶ)結晶を用いる。荷電粒子が結晶の表面近傍を通るとき、その荷電粒子の電場によって結晶に屈折率変化が起きる。その屈折率変化を、結晶を走査しているレーザー光の位相変化を観測することによって粒子の通過を検知する。この位相変化量は結晶にかかる電場による力積に比例する。 R を結晶表面と荷電粒子との距離、 v を荷電粒子の速度、 γ をその速度から決まるローレンツ因子とすると、電場は $E \propto 1/\gamma R^2$ 、結晶に作用する有効時間は $\Delta t \propto R/(\gamma v)$ と記述できる。これらから位相変化量は $\delta\Gamma \propto 1/(Rv)$ と記述でき、遅い粒子のほうが変化量が大きくなる。これが非接触型検出原理の基礎になる。通常、位相変化を観測するには干渉計等を使用するが、より単純でかつ明暗比の良い測定法として、位相変化を含むレーザー光をレンズによって回折・干渉させ焦点面上で生じるフーリエ変換像を取り出して観測する新しい手法を考案した。

本研究では、荷電粒子検知システムのデザインを確立し、この手法を検証するためのシステムを実際に構築した。屈折率変化を起こす結晶として LiNbO_3 を使用し、荷電粒子として nA の直流電流を持つ半値幅が $50\mu\text{m}$ でエネルギーが keV の桁の電子ビームを使用した。初期テストとして結晶を電子ビームから $100\mu\text{m}$ の距離のところに配置し、レンズによって出来た焦点面上のレーザー光のフーリエ変換像を光ファイバーによって取り出して観測した。その結果、レーザーの位相変化の兆候を見られる事を確認できた。

目次

1	背景	1
2	本研究の目的	3
3	検出原理	4
3.1	位相変化の見積もり	4
3.2	回折パターン	5
4	電気光学効果による偏光	10
4.1	透過光の偏光状態	10
4.2	屈折率楕円体	12
4.3	単一荷電粒子検知のための結晶の電気光学テンソル	13
5	単一荷電粒子検知のためのシステム	15
5.1	位相遅延の見積もり	15
5.2	回折パターン	16
6	直流電子ビームによる実験	19
6.1	電子ビームによる位相変化の見積もり	19
6.2	LiNbO ₃ 結晶の電気光学テンソル	20
6.3	位相遅延の見積もり	20
6.4	回折パターン	22
7	実験	24
7.1	実験セットアップ	24
7.2	実験手順	27
8	結果	30
9	結論・考察	32
	付録：カメラの光子数に対する感度	34

1 背景

従来、荷電粒子は非弾性散乱によるイオン化・励起過程等によって発生した電子を電氣的に増幅して検出してきた。このような方法を使って荷電粒子を検出すると電子が非弾性散乱的励起過程で失うエネルギーが 1eV 以上必要なので、エネルギー分解能を 1eV 以上の精度で測定することは原理的に不可能であった。しかし、準弾性散乱を利用した非接触的な検出が可能になればエネルギー損失の少ない検出が可能となる。このエネルギー損失の絶対値は従来の方法による損失値と比べて桁違いに小さくなる。そのためイオン化を起こすエネルギー値よりも低いエネルギーを持つ粒子にさえ適用することが可能になる。このような検出が可能になれば、荷電粒子を軌道に沿って多数回検出することが可能になる。このことから非接触型検出を飛行時間の測定に利用すれば特に非相対論的な荷電粒子に対して、従来の方法より桁違いに良い精度で速度を測定する事ができる。

このような検出が可能になると何を測定することが可能になるのだろうか。1つ挙げるとすると、ニュートリノの質量の測定がある。ニュートリノの発生反応として3重水素の β 崩壊の3体崩壊がある。反応式は次の式になる。



この3体崩壊で、ニュートリノが質量を持っているとすると電子が持つ事ができる最大のエネルギーはニュートリノの質量分、減少する。この電子のエネルギースペクトルを測定することができれば、ニュートリノの質量を測定したことになる。しかし、この電子のエネルギースペクトルを測定するには1eV以上の精度のエネルギー分解能が必要となる。ここで非接触型の荷電粒子検出法が使えると予想できる。

このような非接触型検出を可能にするために、電気光学効果を起こす結晶を用いる。荷電粒子が結晶表面近傍を通過するとき、その荷電粒子の電場によって結晶に屈折率変化が起きる。その屈折率変化を、結晶を走査しているレーザー光の位相変化を観測することで検出し、荷電粒子を検出する。この位相変化量は結晶にかかる電場による力積に比例する。つまり、遅い粒子の方が変化量が大きくなる。これが非接触型検出の原理になる。しかし、この位相変化量は大変小さくなると予想される。通常、位相変化を観測するには干渉計を用いるが、位相変化量が小さいので通常の干渉計では検出できない。そこで、より単純でかつ明暗比の良い測定法として、位相変化を含むレーザー光をレンズによって回折・干渉させて、レンズの焦点面上で生じたフーリエ変換像を取り出す観測法がある。

本研究では、このような非接触型検出を可能にするために、まず荷電粒子検知システム

のデザインを確立した。そして、この手法を検証するためのシステムを実際に構築した。そしてそのシステムを使って荷電粒子の非接触型検出を検証するために実際に実験を行った。

次の章で本研究の目的を述べる。3章でこの非接触型の荷電粒子検出の原理を述べる。4章で結晶に起こる電気光学効果について述べる。5章で単一荷電粒子を DKDP 結晶を使って非接触に測定するシステムについて文献 [1] に基づいて概説する。6章で本研究で行った実験で実際に構築したシステムについて述べる。7章で実際に行なった実験について述べる。8章で実験で得られた結果について述べる。9章でこの実験から得られた結論と考察について述べる。

2 本研究の目的

本研究の最終的な目標は非接触型の測定法で単一荷電粒子を検出することである。そのためにまず非接触型検出原理を概説する。そして、文献 [1] に基づいて単一荷電粒子の非接触型測定を行うための検出原理について概説する。

そして単一荷電粒子に対する検証を行うための前段階として、半値幅が $50\mu\text{m}$ の nA 程度の直流電子線による検出原理の検証を行なう。その際、光学系の構成を単純にする LiNbO_3 を使用するため、そのシステムについてのシミュレーションを行なう。

この検証を実験によって実証することを今回の目的とする。

3 検出原理

この章では電気光学効果を用いた非接触型荷電粒子検出原理について述べていく。検出原理の基礎は次のようになる。

- 電気光学効果を起こす結晶を配置し、その表面近くに荷電粒子を通過させる。
- 荷電粒子の電場によって結晶に電気光学効果を起こし、屈折率変化を起こす。
- 結晶に走査光を当て、その屈折率変化に対する位相変化を読み出す。

次の小節から位相変化、回折パターンについて述べていく。

3.1 位相変化の見積もり

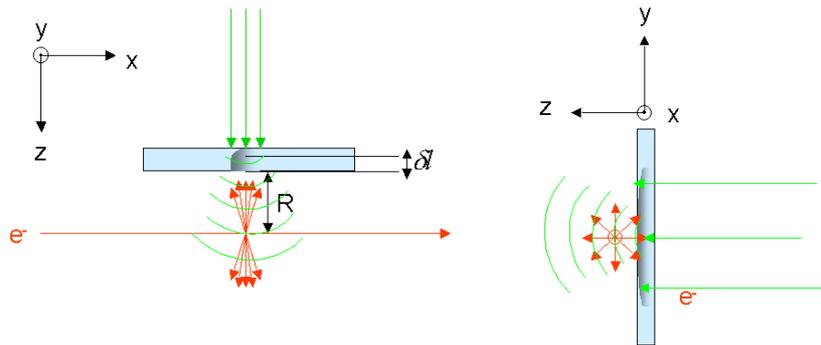


図1 単一荷電粒子の外部電場による結晶の屈折率変化の軌道イメージ

図1の様に荷電粒子の方向がx軸に沿っていて、電気光学効果を起こす結晶での位相変化を検知する走査光がz軸に伝播する場合を考える。 δn を電気光学結晶中の距離(結晶の厚さ方向の距離) δl にわたる荷電粒子の外部電場によって生じた屈折率変化とし、 λ を走査光の波長とすると、荷電粒子の外部電場で生じた位相変化 $\delta\Gamma$ の式は次の式になる。

$$\delta\Gamma = \delta n \frac{2\pi}{\lambda} \delta l \quad (2)$$

結晶表面の近くを飛んでいる荷電粒子の速度を v 、 γ を $1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ で表せるローレンツ因子、 n は結晶の屈折率、 R は垂直に結晶表面から電子軌道までの距離とすると、その荷電粒子によって生じた電場の横軸成分 E_T は次の式になる。

$$E_T = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0 n^2} \frac{e}{R^2} \quad (3)$$

最終的にシグナルの大きさを決めるので、 R は重大な尺度になる。 $f(r_{EO})$ を結晶の電気光学係数の関数とすると、屈折率変化は与えられた電場に比例するので、 δn は次の式になる。

$$\delta n = f(r_{EO})E_T = \frac{f(r_{EO})\gamma}{4\pi\epsilon_0 n^2} \frac{e}{R^2} \quad (4)$$

荷電粒子からの電場の有効作用時間は次の式の様になる。(文献 [1])

$$\Delta t \sim \frac{R}{\gamma v} \quad (5)$$

位相変化が観測できる有効長は次の式になる。

$$\delta l \sim \Delta t \frac{c}{n} = \frac{R}{\gamma \beta n} \quad (6)$$

ここで $\beta = v/c$ である。

式 (4) と式 (6) を式 (2) に代入することによって、電気光学結晶の表面から R の距離のところを動いている単荷電粒子によって生じた位相変化の式は次の式になる。

$$\delta \Gamma \sim \frac{f(r_{EO})}{n^{3/2} \lambda} \frac{e}{\epsilon_0} \frac{1}{\beta R} \quad (7)$$

3.2 回折パターン

単一荷電粒子によって生じた外部電場の効果は非常に小さくなると予想でき、その効果は荷電粒子が検出器の結晶の表面のそばを通るときだけ見える。それゆえ、電場の効果は軌道に沿って局在化しており、屈折率変化は軌道のイメージに想定できる。そのような小さい位相変化を検出する為に、高強度の走査光が位相の視認性を良くする為に必要となるだろう。しかし、非常に高強度の光での位相変化によるわずかな光量の違いを検出することは困難である。これは解決べき重要な点である。ここで、結晶表面に垂直に入射する Gaussian レーザービームの回折パターンを利用する。(文献 [1]) z 軸はレーザー光の伝播方向であり、 $x - y$ 平面は結晶表面と定義する。無限遠での回折パターンは屈折媒体でできる入力分布の Fourier 変換に対応する Fraunhofer の回折パターンになる。短い距離でこれと同じ状況を再現する為に、レンズを使う。次からの小節で、Gaussian の形をした入射ビームで与えられる軌道による入力パターンの Fourier 変換の正確な計算式を述べ、上述した問題を解く為にシグナル ノイズの比をどのように大幅に良くするのか概説する。

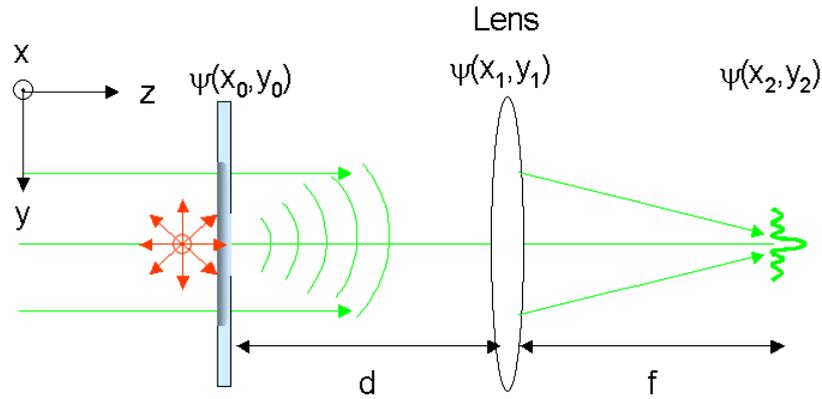


図2 レンズによる Fourier 変換

3.2.1 レンズによる Fourier 変換

結晶表面での入力レーザー光の振幅分布を $\psi(x_0, y_0)$ として記述する。これは結晶表面から d 離れたところにある焦点 f のレンズに伝播する。レンズの開口のサイズは回折パターンの全体のサイズと比べて十分に大きい。Fresnel-Kirchhoff 積分の Fresnel 近似とレンズの位相からレンズの焦点での振幅分布、 $\psi(x_2, y_2)$ は以下の式になる。

$$\begin{aligned} \psi(x_2, y_2) = & \iiint \psi(x_0, y_0) \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \exp\left\{ik \frac{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}{2d}\right\} dx_0 dy_0 \\ & \times \exp\left\{-ik \frac{x_1^2 + y_1^2}{2f}\right\} \times \frac{\exp\{ikf\}}{i\lambda d} \exp\left\{ik \frac{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}{2f}\right\} dx_1 dy_1 \quad (8) \end{aligned}$$

座標の添え字 0, 1, 2 はそれぞれ結晶、レンズ、焦点を表す。 λ はレーザー光の波長、 k は $2\pi/\lambda$ を表す。第一項は結晶からレンズまでの Fresnel 回折、第二項はレンズの付加位相、第三項はレンズから焦点までの Fresnel 回折に相当する。 $\psi(x_2, y_2)$ はさらに計算でき、入力分布の Fourier 変換による式を以下に示す。

$$\begin{aligned}
\psi(x_2, y_2) &= \frac{-1}{\lambda^2 df} \exp\left\{ik\left(d + f + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2f}\right)\right\} \iiint\!\!\!\int dx_0 dy_0 dx_1 dy_1 \psi(x_0, y_0) \times \\
&\quad \exp\left\{-\frac{ik}{2d}\left(\left(x_1 - \left(x_0 + \frac{f}{d}x_2\right)\right)^2 + x_0^2 - \left(x_0 + \frac{f}{d}x_2\right)^2\right.\right. \\
&\quad \left.\left.+ \left(y_1 - \left(y_0 + \frac{f}{d}y_2\right)\right)^2 + y_0^2 - \left(y_0 + \frac{f}{d}y_2\right)^2\right)\right\} \\
&= \frac{-1}{\lambda^2 df} \exp\left\{ik\left(d + f + \frac{1}{2f}\left(i - \frac{d}{f}\right)(x_2^2 + y_2^2)\right)\right\} \times \\
&\quad (1+i)^2 \frac{\lambda d}{2} \iint dx_0 dy_0 \psi(x_0, y_0) \exp\left\{-\frac{ik}{f}(x_0 x_2 + y_0 y_2)\right\} \quad (9)
\end{aligned}$$

x_1, y_1 の積分で $\int_{-\infty}^{\infty} e^{iat^2} dt = (1+i)\sqrt{\frac{\pi}{2a}}$ を使った。 $\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\lambda f}x_2, \omega_{y_2} = \frac{2\pi}{\lambda f}y_2$ とすると、焦点での振幅は以下の式になる。

$$\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2}) = \frac{-(1+i)^2}{2\lambda f} \exp\left\{ik\left(d + f + \frac{1}{2f}\left(1 - \frac{d}{f}\right)(x_2^2 + y_2^2)\right)\right\} F\{\psi(x_0, y_0)\} \quad (10)$$

$F\{\}$ は Fourier 変換を意味する。これから、強度分布は次の式になる。

$$|\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2})|^2 = (\lambda f)^{-2} F^2\{\psi(x_0, y_0)\} \quad (11)$$

3.2.2 焦点での強度イメージの特徴

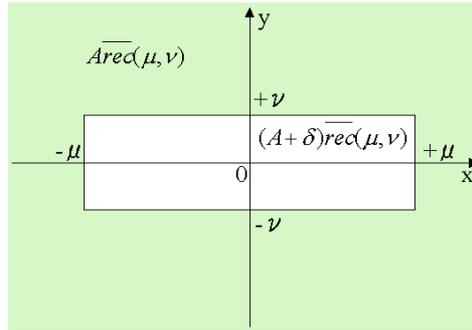


図3 $2\mu \times 2\nu$ の大きさの長方形開口の定義

軌道のイメージは長方形 ($2\mu \times 2\nu$) に近似できる。長方形部分、 rec と残りの部分、 \overline{rec} は以下の式で表せる。

$$rec(\mu, \nu) = \begin{cases} 1 & (|x| \leq \mu \cap |y| \leq \nu) \\ 0 & (|x| > \mu \cup |y| > \nu) \end{cases} \quad (12)$$

$$\overline{rec}(\mu, \nu) = \begin{cases} 0 & (|x| \leq \mu \cap |y| \leq \nu) \\ 1 & (|x| > \mu \cup |y| > \nu) \end{cases} \quad (13)$$

プロファイルが $Ae^{-a(x_0^2+y_0^2)}$ の Gaussian 入射ビームが与えられると、結晶の射出面での線形合成振幅は以下の式で表せる。

$$\psi(x_0, y_0) = (A + \delta)rec(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)} + A\overline{rec}(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)} \quad (14)$$

δ は電場によって起こった位相変化による振幅、 A は位相変化のない入射 Gaussian ビームの振幅である。合成振幅の Fourier 変換は次の式になる。

$$\begin{aligned} F\{\psi(x_0, y_0)\} &= (A + \delta)F\{rec(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)}\} + AF\{\overline{rec}(\mu, \nu)e^{-a(x_0^2+y_0^2)}\} \\ &= \delta \int_{-\mu}^{\mu} \int_{-\nu}^{\nu} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega_x(x_0+y_0)} + A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 e^{-a(x_0^2+y_0^2)} e^{-i\omega_y(x_0+y_0)} \end{aligned} \quad (15)$$

式 (15) の第一項の 1 次元積分は次の式で表せる。

$$\int_{-t_0}^{t_0} e^{-at^2} e^{-i\omega t} dt = C_{t_0} e^{-\frac{t_0^2}{4a}} \int \frac{e^{-at^2}}{a} \sin(t_0 t) e^{\frac{t^2}{4a}} dt \quad (16)$$

正規化因子、 C_{t_0} は $\pm t_0$ に渡って積分され、以下の式になる。

$$C_{t_0} \equiv \int_{-t_0}^{t_0} e^{-at^2} dt \quad (17)$$

t_0 は式 (15) 中の μ または ν に相当する。式 (15) の第二項の 1 次元積分は次の式で表せる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-at^2} e^{-i\omega t} dt = C_{\infty} e^{-\frac{t^2}{4a}} \quad (18)$$

正規化因子、 C_{∞} は $\pm\infty$ に渡って積分され、以下の式になる。

$$C_{\infty} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{-at^2} = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (19)$$

Fourier 変換の式は次の式になる。

$$\begin{aligned} F\{\psi(x_0, y_0)\} &= \\ e^{-\frac{\omega_x^2 + \omega_y^2}{4a}} \{ &\delta C_{\mu} C_{\nu} \int \frac{e^{-a\omega_x^2}}{a} \sin(\mu\omega_x) d\omega_x \int \frac{e^{-a\omega_y^2}}{a} \sin(\nu\omega_y) d\omega_y + AC_{\infty}^2 \} \end{aligned} \quad (20)$$

式 (20) を式 (11) に代入すると、焦点での強度パターンは次の式になる。

$$|\psi(\omega_{x_2}, \omega_{y_2})|^2 = \frac{1}{f\lambda} \times e^{-\frac{\omega_{x_2}^2 + \omega_{y_2}^2}{2a}} \left\{ \delta C_\mu C_\nu \int \frac{e^{-a\omega_x^2}}{a} \sin(\mu\omega_x) d\omega_x \int \frac{e^{-a\omega_y^2}}{a} \sin(\nu\omega_y) d\omega_y + AC_\infty^2 \right\} \quad (21)$$

式 (21) についてはさらに詳細に、実際の機器構成を基にしたパラメータと共に 4・5 章で議論する。その代わりに、定性的にパターンの特徴を議論することはもっと有益である。強度分布は、 $2\mu \times 2\nu$ の開口の Fraunhofer 回折のパターンと似ていて、次の解析的な式に比例している。

$$\left(\frac{\sin(\mu\omega_{x_2})}{\mu\omega_{x_2}} \right)^2 \left(\frac{\sin(\nu\omega_{y_2})}{\nu\omega_{y_2}} \right)^2 \quad (22)$$

ここで、 $\omega_{x_2} = \frac{2\pi}{\lambda f} x_2$ であり、 $\omega_{y_2} = \frac{2\pi}{\lambda f} y_2$ である。 $\mu \gg \nu$ であるとき、焦点付近での長方形のパターンは入射の長方形のパターンに対して 90° に回転する。スリットサイズが狭くなると、パターンは狭くなる方向で幅が広がるように見える。Gaussian 分布を持つ入射レーザーの強度が焦点距離 f の焦点でまだ局在する一方、ゼロでない δ によるストライプ (縞) がスリット幅を狭くすることで広がる。このようなパターンの広がり、シグナル ノイズの比が大幅に良くなる点である。焦点で強い強度部分から分離して、広がったストライプ部分だけを上手く観測できるなら、原理上は、焦点面上の同じ場所で局在しているバックグラウンド部分の状態を維持することによって、非常に小さい位相変化の視認性を良くするために走査用のレーザー光の強度を増やす事が出来る。光検出器はダイナミックレンジが $1 \sim 10^{19}$ 個の可視的光子の強度変化に対しては広い範囲に対応してないので、一箇所に光の強い部分を集めると致命的である。Gaussian 分布の強い部分から位相が変化した部分を分けるための具体的な方法は 4 章で詳細に述べる。ここでの追加としての注意として、単純な強度パターン解析から軌道の射影ベクトルの情報を得ることは十分に可能であるということが挙げられる。

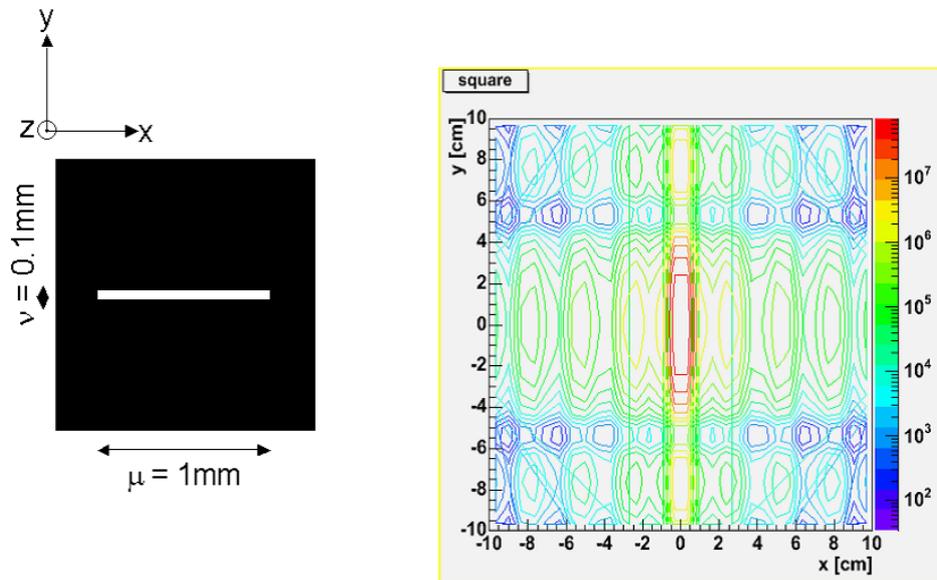


図4 $+z$ 軸方向に入射している強度が 1J の平面波が長方形の開口を通過して焦点距離 5cm の焦点で見積もられる強度パターン、長方形の大きさは図の中に表示してある

4 電気光学効果による偏光

この章で電気光学効果の記述について述べる。原理上、Gaussian 部分がはっきりと分かれる限りは、Gaussian 部分の強度に注意しなければならないわけではない。しかし、低下している Gaussian 部分の強度は実用的な場合ではより良いシグナル ノイズの比を与える。次の章で、さらに偏光情報を利用することによって位相変化部分の強度を保つ一方、位相変化なしでバックグラウンド部分だけを減らすさらに入念なアイデアを与える。次からの節で、位相差を与えるものを通して伝わる光の偏光状態と検出素子の結晶の屈折率楕円体の数学的な記述を後の議論の為に簡潔に概説する。(文献 [1])

4.1 透過光の偏光状態

図5は実験室系 x, y, z で回転した位相差板の概略図である。位相差板は2つの主要な屈折率(常射線、 n_o と異常射線、 n_e)を持つ一軸性結晶であると仮定する。この場合、電場の波の伝播は2つの直交する偏光要素によって記述できる。平面でゆっくり偏光する方向を slow 軸、 s とし平面で速く偏光する方向を fast 軸、 f とし、両方とも結晶に対して定

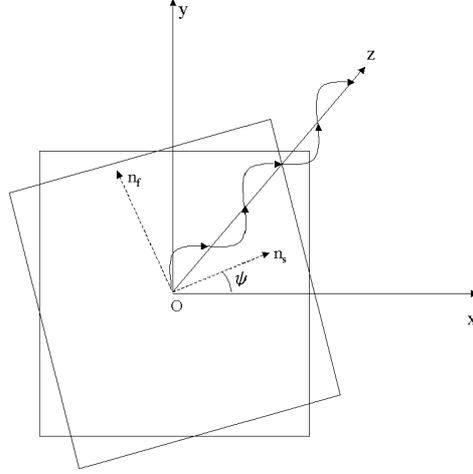


図5 回転させた位相差板の略図

義される。そのとき、光学の軸を z をし位相差板を z 軸の周りに ψ 回転させる。この設定で電場の出力偏光ベクトル、 V_{out} は入力偏光ベクトル、 V_{in} と次の式のように Jones 行列、 $W(\psi, \Gamma)$ を通して関連がある。

$$V_{out} = R(-\psi)W(\psi, \Gamma)R(\psi)V_{in} \quad (23)$$

Jones の行列は2つの回転行列、 $R(\psi), R(-\psi)$ と、位相差板の効果を記述する行列、 W_0 から出来ている。以下にその式を述べる。

$$\begin{aligned} & W(\psi, \Gamma) \equiv R(-\psi)W_0R(\psi) \\ & = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Gamma/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \\ & = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma/2} \cos^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \sin^2 \psi & -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) \\ -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) & e^{-i\Gamma/2} \sin^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \cos^2 \psi \end{pmatrix} \quad (24) \end{aligned}$$

ここで Γ は角振動数 ω の光が l の厚さを通して伝播する間の位相差に相当する。以下の式になる。

$$\Gamma \equiv (n_s - n_f) \frac{\omega l}{c} \quad (25)$$

そして、 ϕ は絶対的な位相変化の平均として定義される全体的な位相である。以下の式になる。

$$\phi \equiv (n_s + n_f) \frac{\omega l}{2c} \quad (26)$$

Jone の行列に基づくと、もし次のようなパラメータを持つ直線偏光レーザーパルスを入射すると、

$$V_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (27)$$

出力の電場ベクトルは次の式になる。

$$V_{out} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} -i \sin(\Gamma/2) \sin(2\psi) \\ e^{-i\Gamma/2} \cos^2 \psi + e^{i\Gamma/2} \sin^2 \psi \end{pmatrix} \quad (28)$$

90° 回転のアナライザが位相差板の後に使用されたとき、次の行列がさらに掛けられる。

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (29)$$

$\lambda/4$ 波長板の場合、次の式で表せられる行列が掛けられる。

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (30)$$

それ故、位相差板のすぐ後の入力偏光子に対して 90° 回転しているアナライザから漏れる光の強度、 I_{out} は次の式になる。

$$I_{out} = \sin^2(\Gamma/2) \sin^2(2\psi) \quad (31)$$

一方、 $\lambda/4$ 波長板がさらに位相差板と 90° 回転したアナライザの間に挿入されたら、光の強度は次の式になる。

$$I_{out} = \frac{1}{2}(1 + \sin(\Gamma)) \quad (32)$$

ここで、 $\psi = \pi/4$ のとき変調部分を最大にすると仮定する。 $\psi = \pi/4$ のとき、信号自身は小さくなるが式 (31) は良いシグナル ノイズ比を与える。一方、オフセットの強度によってシグナル ノイズ比が悪くなるが式 (32) は変調部分のような大きなシグナルを与える。それ故、適切な光学素子配置が Γ の大きさと視認性を良くする為に必要であった走査光の強度に依存するように選択されなければならない。

4.2 屈折率楕円体

電気光学効果による位相の差を見積もる為に、与えられた結晶の線形電気光学係数 (テンソル成分) からの屈折率の変化、 $f(r_{EO})E_T$ を測定することは必要である。それをこなう前に、さらなる議論の為に数学的公式を表現する。

屈折率異方性を持つ結晶の屈折率（軸によって異なる屈折率を持つことを複屈折という）を表記するために屈折率楕円体を使う。屈折率楕円体の式は次の式になる。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (33)$$

電気光学効果とは、このような結晶に電場を印加するとそれぞれの屈折率はその電場に比例して変化する現象のことである。一般に、電場が存在するときの屈折率楕円体は次の式になる。

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 zx + \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (34)$$

印加電場が 0 のときは式 (34) は式 (33) に等しくなる。式 (34) から式 (33) (印加電場 0 のときの式 (34)) を引くとそれぞれの屈折率の変化になる。外部からの電場、 $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$ による線形電気光学効果による屈折率変化は次の式になる。

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (35)$$

ここで r_{ij} は 3×6 行列の様に表せる線形電気光学テンソルであり、添え字 1, 2, 3 はそれぞれ x, y, z に対応する。

4.3 単一荷電粒子検知のための結晶の電気光学テンソル

単一荷電粒子検知を行うための結晶としての一番良い候補は、構造は 5 章で見られるように明確な実験セットアップに対して非常に利便性の高い、 KD_2PO_4 (DKDP) である。正方から菱形の強誘電体位相への位相変化が観測されてきた $-64^\circ C$ の構造相転移点の真上で電気光学テンソルが異常に大きくなる。加えて、それは商業用製品として幅広く利用できそして大きなサイズの結晶を作るのに安価である。DKDP 結晶の線形電気光学テンソルは次の式になる。

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \quad (36)$$

それ故、DKDP 結晶の屈折率楕円体は次の式で書く事が出来る。

$$\left(\frac{1}{n_o^2}\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2}\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right) z^2 + 2r_{41} E_1 yz + 2r_{41} E_2 zx + 2r_{63} E_3 xy = 1 \quad (37)$$

ここで $n_e = 1.47$ 、 $n_o = 1.51$ である。ちょうど構造位相転移点上で、電気光学係数の増加、 $r_{63} = 2.5 \times 10^{-3}/n_o^3[esu]$ すなわち $r_{63} = 2.4 \times 10^4[pm/V]$ が観測された。ひずみのない状態でかつ室温では $r_{63} = 24.0[pm/V]$ になり、対称的である。

5 単一荷電粒子検知のためのシステム

この章では単一荷電粒子の非接触型測定を行なうための検出系について概説する。(文献 [1]) 次の節から位相遅延の見積もり、DKDP での回折パターンを述べていく。

5.1 位相遅延の見積もり

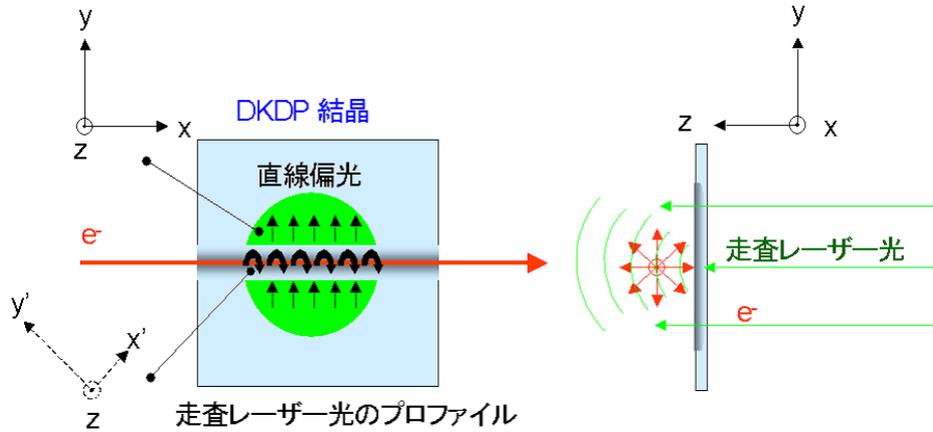


図 6 DKDP と入射荷電粒子間のアラインメント、 $+z$ 方向へ伝播している y 方向に直線偏光している走査光と結晶表面近傍を $+x$ 方向に沿って通過する粒子。粒子の電場の対称性から、電場の E_3 成分だけが結晶表面上への効果として残る

図 6 は DKDP 結晶と入射荷電粒子間のアラインメントを示す。ここで走査光は $+z$ 方向へ伝播し粒子は結晶表面上を $+x$ 方向に沿って通過する。粒子の電場の対称性から、結晶表面上への効果として唯一電場の E_3 成分だけが残る。この場合屈折率楕円体は次の式に簡略化できる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2}\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2}\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)z^2 + 2r_{63}E_3xy = 1 \quad (38)$$

次の式で定義される新しい座標 x' 、 y' を導入する。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\pi/4 & \sin\pi/4 \\ -\sin\pi/4 & \cos\pi/4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} \quad (39)$$

もし新しい座標を導入すると、屈折率楕円体は交差項が消えて次の式で書ける。

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_3\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_3\right)y'^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)z'^2 = 1 \quad (40)$$

これは E_3 によって部分的に影響された結晶表面は残りの結晶表面部分に対して $\pi/4$ 回転した異なる屈折率楕円体を持つことを示す。

走査光の伝播方向は z 軸と平行であるので、 x 軸と y 軸の間の屈折率の差は式 (4) より次の式になる。

$$\delta n = f(r_{EO})E_3 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_3}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_3}} \sim n_o^3 E_3 r_{63} \quad (41)$$

この式から電気光学関数は $f(r_{EO}) = n_o^3 r_{63}$ となる。この式を式 (7) に代入することによって、位相遅延 $\delta\Gamma$ は次の式で与えられる。

$$\delta\Gamma = 2\pi \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{63} \frac{1}{m\lambda^2} \frac{1}{\beta} \quad (42)$$

ここで距離 R は走査レーザー光の波長単位として $R = m\lambda$ の式で表せる。

影響された部分の形は結晶表面上での荷電粒子の軌道の投影によって表す事ができ、その形は $2\mu \times 2\nu$ の長方形として近似される。有効な領域のサイズは以下のように見積もる事ができる。式 (5) で表せる影響時間に基づいて、 x 方向の半分のスリット幅 μ は次の式に近似される。

$$\mu = \frac{v\Delta t}{2} = \frac{R}{2\gamma} \quad (43)$$

変数は 2 章で定義され検出器感応の持続時間は後で議論されるように影響時間と同じオーダーになるように仮定される。

y 方向で、 z 方向の横断面電場は有限な広がりをもつ。図で定義された θ とともに、 θ の関数として横断面電場は次の式で表す事ができる。

$$E_T(\theta) = \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0 n^2} \frac{e}{R^2} \cos^3\theta \quad (44)$$

一定の位相変化 $\delta\Gamma$ が有効である領域として、 y 方向での E_T 分布の半値全幅が妥当な近似である。それゆえ、 y 方向の有効な半スリット幅は次の式で表す事ができる。

$$\nu = R \tan \left(\cos^{-1} \left(\frac{1}{2} \right)^{1/3} \right) \quad (45)$$

5.2 回折パターン

図 7 は非接触測定を実現するための検出素子系である。 y 方向に直線偏光している入力走査光が DKDP 結晶に入射される。それを次の式で表す。

$$A_0 \begin{pmatrix} \epsilon \\ 1 \end{pmatrix} \quad (46)$$

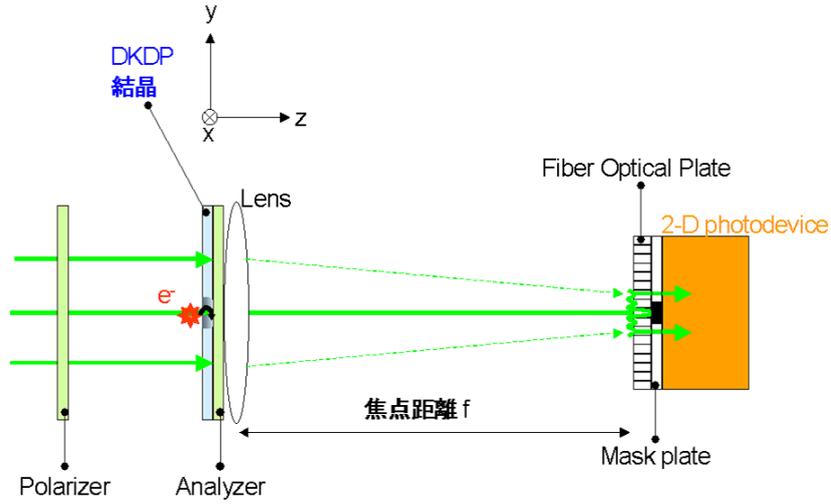


図 7 非接触型測定を可能にする検出素子系

ここで、 A_0 は入力光の振幅でありそして ϵ はアナライザの後でゼロでない消滅比をもたらす漏れの振幅を表す。式 (23) と (24) に基づいて、 $\delta\Gamma$ の位相遅延を使って結晶の軌道部分の振幅は次の式で表される。

$$V_{out} = A_0 e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \cos(\delta\Gamma/2) & -i\sin(\delta\Gamma/2) \\ -i\sin(\delta\Gamma/2) & \cos(\delta\Gamma/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ 1 \end{pmatrix} \quad (47)$$

式 (24) の ψ は式 (39) での議論に基づいて $\pi/4$ として選ばれた。それから位相遅延がないと期待されるノイズ部分のほとんどはアナライザによって遮られる。アナライザは y 方向に対して直線偏光子から直角に回転させている。この状況は次の式で表される。

$$V_{out} = A_0 e^{-i\phi} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\delta\Gamma/2) & -i\sin(\delta\Gamma/2) \\ -i\sin(\delta\Gamma/2) & \cos(\delta\Gamma/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ 1 \end{pmatrix} \quad (48)$$

式 (48) とともに、式 (15) の振幅 A と $A + \delta$ は次の式で表される。

$$A = A_0 e^{i\phi} \epsilon \quad (49)$$

$$A + \delta = A_0 e^{i\phi} (\epsilon \cos(\delta\Gamma/2) - i\sin(\delta\Gamma/2)) \quad (50)$$

それから、結晶から射出する光は凸レンズへ伝播しそしてさらに焦点距離 f を持つレンズの焦点に伝播する。以下の計算で、式 (11) と (10) で見られるように位相因子だけが変わりそして焦点での強度パターンは結晶表面とレンズの間の位相によって影響されないのので、結晶とアナライザの内側の伝播は省略される。

図 8 は検出素子系の焦点での強度パターンを示し、それは式 (42) と (49) と (50) を代入させた式 (21) に基づいた数値計算の結果である。使われているパラメータは表 1 で要

約されている。図 8 の右側の図は位相遅延のない拡大された強度パターンを示し、それは ϵ で表せる 0 でない消滅比によるノイズパターンに相当する。図 8 から分かるように、シグナル部分を極めて強いノイズ部分から上手く分離させる一方、ノイズ部分は一ヶ所に局在する。

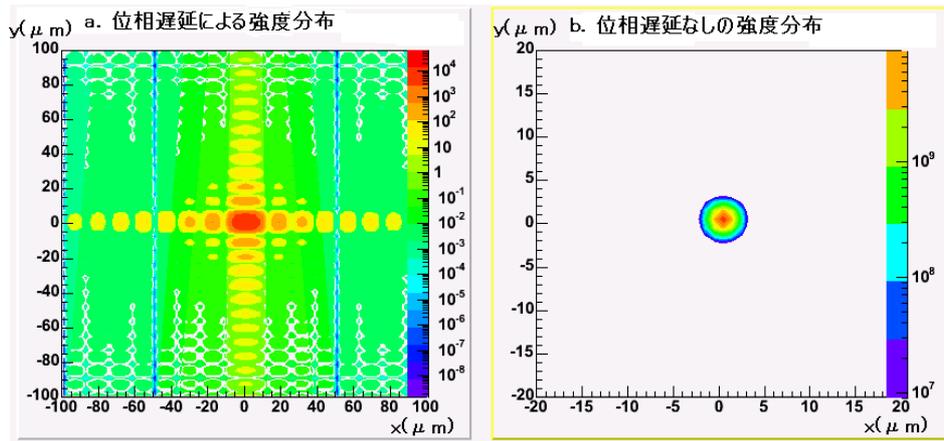


図 8 表 1 の連続光のパラメータに基づいた強度プロファイル、左は位相遅延のある図、右は位相遅延のない図、図の高さ方向は光子数を表す

走査レーザー光プロファイルの 1 標準偏差	$\sigma = 500\mu m$
Gaussian レーザー光の総強度	$I_o^2 = 10^{16}$ 光子 (1mW のレーザーに相当する)
Gaussian レーザー光のピーク強度	$A_0^2 = \frac{I_o}{2\pi\sigma^2}$
1 秒に対してのパルス持続時間	$\tau_d = 1.0$ (連続光)
レーザー波長	$\lambda = 0.532\mu m$
焦点距離	$f = 5mm$
消滅比	$\epsilon^2 = 10^{-6}$
結晶表面からの電子の距離	$R = 400\lambda$
電子の運動エネルギー	$E_k = 10eV$
光速に対する電子の速度	$\beta = 0.00625$
$-64^\circ C$ での DKDP 結晶の電気光学テンソル	$r_{63} = 2.4 \times 10^4$ [pm/V]
位相遅延	$\delta\Gamma = 6.25 \times 10^{-3}$
影響時間	$\tau_i = 113ps$
位相遅延部の長方形サイズ	$2\mu \times 2\nu = 2 \times 106\mu m \times 2 \times 163\mu m$

表 1 図 8 のパラメータ (連続光)

6 直流電子ビームによる実験

今までの章で単一荷電粒子の非接触型検出を行うために単一荷電粒子での位相変化、単一荷電粒子の検出のためのシステムの構築をしてきた。この章では、単一荷電粒子の検出の前段階としてまず nA の直流電子ビームを検出するシステムを構築し、実際に本研究の実験で用いる検出素子を挙げる。次の小節から電子ビームでの位相遅延の見積もり、LiNbO₃ の回折パターンを述べていく。

6.1 電子ビームによる位相変化の見積もり

ここでは荷電粒子が電子ビームになったときを考える。電子ビームを一様な電荷線密度 ρ を持つ線状電荷とする。この線状電荷の微小部分 dr が作る電場を求める。 n を結晶の屈折率、 R を結晶表面から電子軌道までの垂直距離、 ϵ_0 を真空の誘電率とすると、結晶表面付近に位置するこの線状電荷が作る電場の結晶を横切る軸成分 E_T は Gauss の法則から次の式になる。

$$\int_{2\pi R} E_T dS = \frac{\rho}{n^2 \epsilon_0}$$

$$E_T = \frac{\rho}{2\pi R n^2 \epsilon_0} \quad (51)$$

電子ビームの運動エネルギーを E_k 、電子の質量を m_e 、電子ビームの全エネルギーを E 、電子ビームの運動量を P とすると、 $E^2 = P^2 + m_e^2 c^2$ 、 $E = E_k + m_e c^2$ から電子ビームの β 係数 ($\beta = v/c$: c は光速) は

$$\beta = \frac{P}{E} = \frac{\sqrt{E^2 - m_e^2 c^2}}{E} = \frac{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e c^2}}{E_k + m_e c^2} \quad (52)$$

線状電荷の微小部分 dr は微小時間 dt を使って $dr = \beta c dt$ と表され、この線状電荷の微小部分の電荷 dQ は電子ビームの電流値 I を使って $dQ = I dt$ と表されるので、電子ビームの電荷線密度は次の式になる。

$$\rho = \frac{dQ}{dr} = \frac{I}{\beta c} = \frac{I(E_k + m_e c^2)}{c \sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e c^2}} \quad (53)$$

式 (51) に式 (53) を代入すると次の式になる。

$$E_T = \frac{\rho}{2\pi R n^2 \epsilon_0} = \frac{I}{2\pi R n \epsilon_0 c} \frac{E_k + m_e c^2}{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e c^2}} \quad (54)$$

結晶の電気光学係数の関数を $f(r_{EO})$ とすると、屈折率変化は与えられた電場に比例するので、 δn は次の式になる。

$$\delta n = f(r_{EO})E_T = f(r_{EO})\frac{\rho}{2\pi Rn\epsilon_0} = \frac{f(r_{EO})I}{2\pi Rn\epsilon_0c} \frac{E_k + m_e}{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e}} \quad (55)$$

電子ビームの外部電場は結晶表面から結晶裏面まで影響が及んでいると予想できる。式 (55) は結晶の厚さ方向の微小距離 dr に対して一定であると仮定する。式 (2) に $R = r$ の関数である式 (55) と $\delta l = dr$ を代入して、結晶の厚さ T に対して積分すると電子ビームによる式 (2) が求められる。

$$\begin{aligned} \delta\Gamma &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_R^{R+T} f(r_{EO})E_T(r)dr = \frac{2\pi f(r_{EO})}{\lambda} \frac{\rho}{2\pi n\epsilon_0} \ln\left(1 + \frac{T}{R}\right) \\ &= \frac{f(r_{EO})I}{\lambda n\epsilon_0c} \frac{E_k + m_e}{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e}} \ln\left(1 + \frac{T}{R}\right) \end{aligned} \quad (56)$$

6.2 LiNbO₃ 結晶の電気光学テンソル

電気光学効果によって起こった屈折率変化を検知するために LiNbO₃ という結晶を使った。この結晶の電気光学テンソルは次の式になる。

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (57)$$

この式から、電場印加時の屈折率楕円体の式は次の式で表せる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}\right)z^2 \\ + 2r_{42}E_2yz + 2r_{42}E_1zx - 2r_{22}E_1xy = 1 \end{aligned} \quad (58)$$

ここで n_o は”常”屈折率、 n_e は”異常”屈折率でありそれぞれ、 $n_o = 2.14$ 、 $n_e = 2.07$ である。

6.3 位相遅延の見積もり

図 9 は LiNbO₃ 結晶と入射電子ビーム間のアラインメントを示す。ここで走査光は $+z$ 方向へ伝播し電子ビームは結晶表面上を $+x$ 方向に沿って通過する。電子ビームの電場の

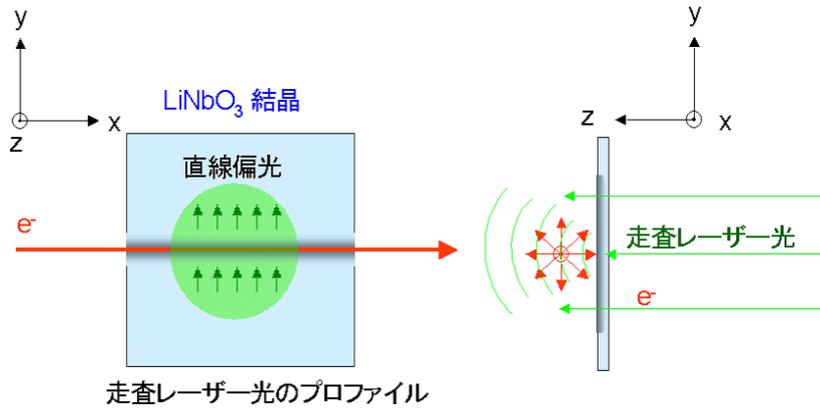


図9 LiNbO₃ を使った本実験のアラインメント

対称性から、結晶表面上への効果として唯一電場の E_3 成分だけが残る。この場合屈折率楕円体は次の式に簡略化できる。

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3\right)z^2 = 1 \quad (59)$$

この式から今の条件では屈折率楕円体の式には交差項は入らず、また xy 平面に関しては屈折率が一樣になることが分かる。

走査光の伝播方向は z 軸と平行であるので、 x 軸 (y 軸) の電子ビームの電場の影響を受けている部分とそうでない部分の屈折率の差は、式 (4) より次の式で与えられる。

$$\delta n = f(r_{EO})E_3 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3}} \sim \frac{n_o^3}{2}r_{13}E_3 \quad (60)$$

この式から電気光学関数は $f(r_{EO}) = n_o^3 r_{13}/2$ となり、これを式 (56) に代入すると、位相遅延 $\delta\Gamma$ は次の式になる。

$$\delta\Gamma = \frac{n_o^3 r_{13}}{2} \frac{I}{\lambda n_e \epsilon_0 c \sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e}} \ln\left(1 + \frac{T}{R}\right) \quad (61)$$

影響された部分の形は結晶表面上での荷電粒子の軌道の投影によって表す事ができ、その形は $2\mu \times 2\nu$ の長方形として近似される。有効な領域のサイズは以下のように見積もる事ができる。今電子ビームを線状電荷と仮定しその線状電荷は結晶の x 方向に対して全体に影響を及ぼしている。今研究で使う結晶は $10 \times 10\text{mm}^2$ の大きさを持つので、 x 方向の半スリット幅 μ は 5mm になる。

y 方向で、z 方向の横断面電場は有限な広がりをもつ。図で定義された θ とともに、 θ の関数として横断面電場は次の式で表す事ができる。

$$E_T(\theta) = \frac{I}{2\pi n\epsilon_0 c} \frac{E_k + m_e}{\sqrt{E_k^2 + 2E_k m_e}} \frac{\cos^2 \theta}{R} \quad (62)$$

一定の位相変化 $\delta\Gamma$ が有効である領域として、y 方向での E_T 分布の半値全幅が妥当な近似である。それゆえ、y 方向の有効な半スリット幅は次の式で表す事ができる。

$$\nu = R \tan \left(\cos^{-1} \left(\frac{1}{2} \right)^{1/2} \right) \quad (63)$$

6.4 回折パターン

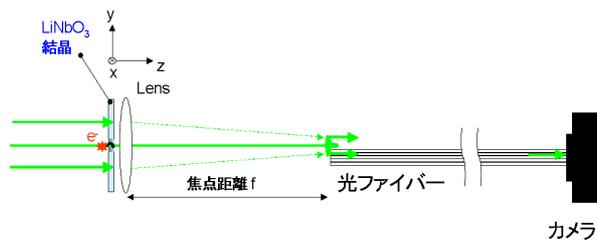


図 10 LiNbO₃ を使った本実験での電子ビームの非接触型検出系

図 10 は非接触型検出を行うために本実験で使った検出系である。この検出形に基づいて走査レーザー光の強度プロファイルを図 8 のときと同じように数値計算で求めた。表 2 はそのとき使ったパラメータの一覧である。図 11 がその数値計算で求めた強度プロファイルの図である。元の二次元の図だと計算の関係上、つぶれた図になってしまう。パターンが y 方向に出るので y 方向にプロジェクションをとった図を用いた。

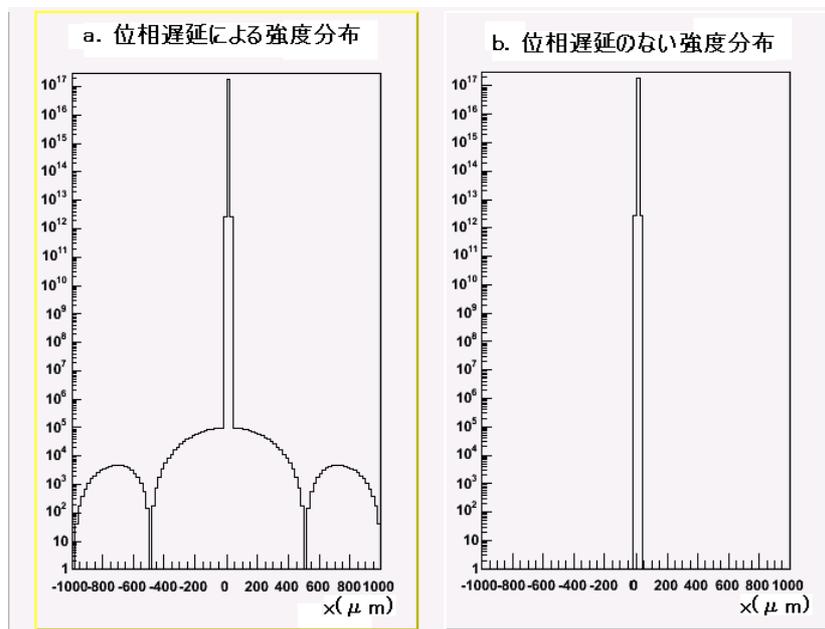


図 11 表 2 の連続光のパラメータに基づいた強度プロファイルの y 方向のプロジェクション、左の図が位相遅延のあるときの図、右の図が位相遅延のないときの図で縦軸は光子数を表す

走査レーザー光プロファイルの 1 標準偏差	$\sigma = 1000\mu\text{m}$
Gaussian レーザー光の総強度	$I_o^2 = 10^{19}$ 光子 (1W のレーザーに相当する)
Gaussian レーザー光のピーク強度	$A_0^2 = \frac{I_o}{2\pi\sigma^2}$
1 秒に対してのパルス持続時間	$\tau_d = 1.0$ (連続光)
レーザー波長	$\lambda = 0.532\mu\text{m}$
焦点距離	$f = 100\text{mm}$
消滅比	$\epsilon^2 = 1$ (遮る物体がない)
結晶表面からの電子の距離	$R = 100\lambda$
電子の運動エネルギー	$E_k = 4.0\text{keV}$
光速に対する電子の速度	$\beta = 0.124$
LiNbO ₃ 結晶の電気光学テンソル	$r_{63} = 9.6 \times 10^{-12}[\text{m/V}]$
位相遅延	$\delta\Gamma = 1.87 \times 10^{-10}$
影響時間	$\tau_i = 1.0\text{s}$
位相遅延部の長方形サイズ	$2\mu \times 2\nu = 2 \times 2500\mu\text{m} \times 2 \times 53.2\nu\text{m}$

表 2 図のパラメータ

7 実験

本研究で行った実験の手順とカメラから得られたデータの解析を次の小節から述べていく。

7.1 実験セットアップ

図 12 は本研究で行なった実験のセットアップの図である。走査レーザー光軸上流からチェンバー内に結晶、レンズ、光ファイバー片端を配置した。結晶とレンズの間に電子ビームが通過していて、電子銃の反対側にシンチレーター+フォトチューブを配置して電子ビームのモニタリングを行なった。走査レーザー光はポートからチェンバー外へ出ている光ファイバーのもう片端からチェンバー外へと転送され、ファイバーとポートの接続部に設置したカメラを使ってレーザー光の画像データを収集した。セットアップの概略を以下に述べる。

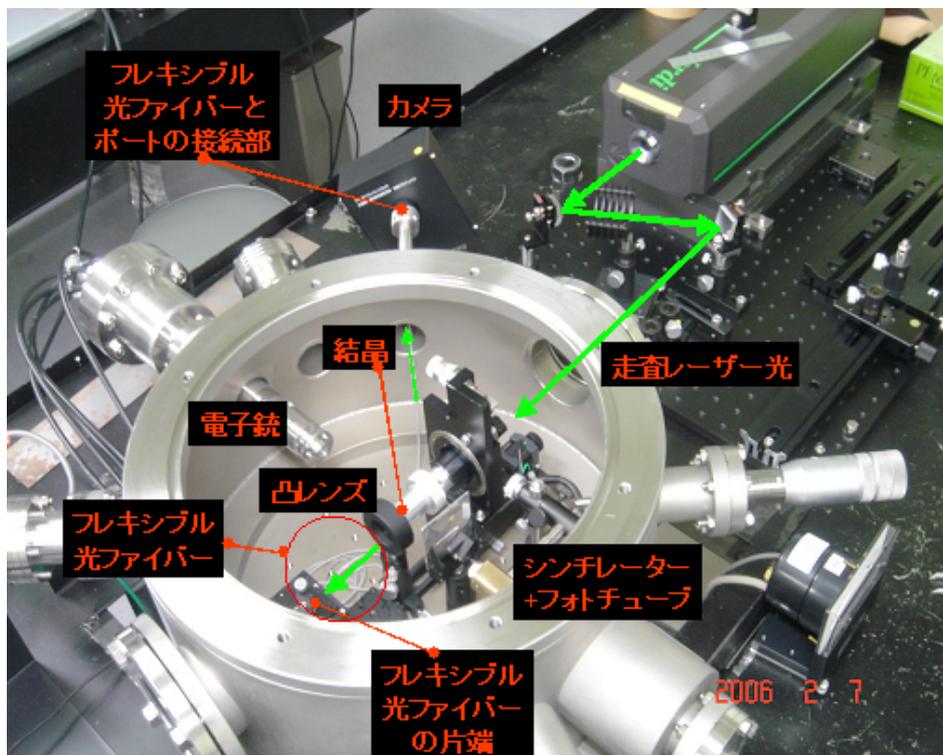


図 12 実験セットアップ

- 操作レーザー光

本実験の結晶に走査させるレーザーは 1.00W のものを使用した。

- LiNbO₃ 結晶

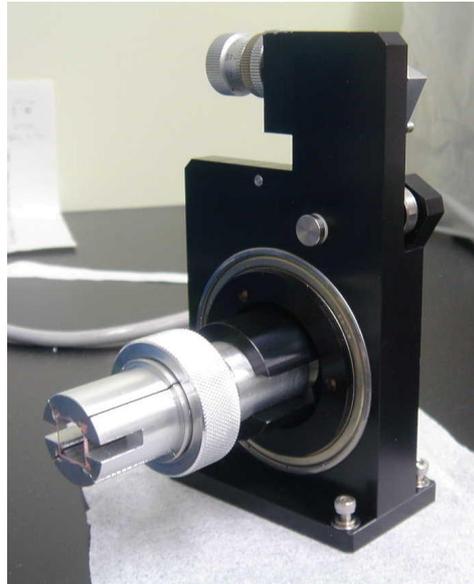


図 13 結晶とホルダー

LiNbO₃ 結晶は図の様にステンレス製のアダプタに挟んでホルダーで保持している。ホルダーは走査レーザー光の軸に対して回転できる。

- レンズ

レンズに焦点距離が 100mm の凸レンズを使用した。

- 電子銃

本実験で用いた電子銃は 10^{-4} Pa のオーダーで使用できる、半値幅が 50 μ m で nA の電流値を持つ直流電子線を発生させる。電子を -4keV で加速させた。

- 光ファイバー

レンズの焦点での走査レーザー光の回折パターンの像を転送させるために、住田光学ガラス株式会社製の細いファイバーの束状構造で構成されているフレキシブルな光ファイバーを使用した。この光ファイバーの直径は 1.8mm で長さは 1.85m、シングルファイバーの直径は 10 μ m である。ファイバーはレンズによるレーザー光の集光の中心から外れて、中心の端がかするように配置した。また、この光ファイバーの片端をチェンバー外のポートに結合するように配置し、チェンバー外の端からの走査レーザー光の像をワイドダイナミックレンジカメラで撮影した。



図 14 フレキシブル光ファイバー



図 15 ファイバーとポートの結合部

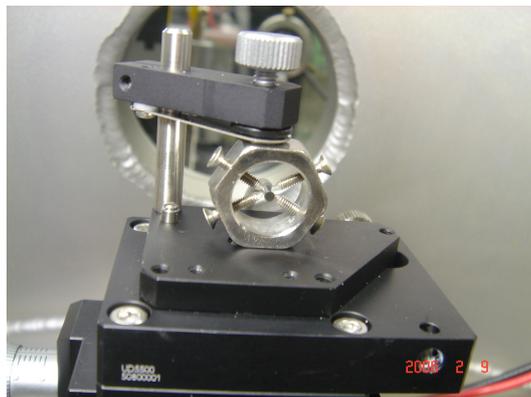


図 16 ホルダーによるファイバーの固定

- ダイナミックレンジカメラ

エイアールテック株式会社製のダイナミックレンジカメラを使用した。このカメラはダイナミックレンジが $102dB$ で搭載画素数は $144(H) \times 176(V)$ で有効画素サイズは $45\mu m(H) \times 45\mu m(V)$ である。カメラの露光時間を変えることで 8 段階の指数表示が可能である。感度として最大値出力に必要な露光時間は $10ms$ で $500lux$ である。(最小感度: $500/256 = 2lux$ 程度) 本実験では露光時間を $20\mu s$ 、露光回数を 7 回に設定した。付録として、最小感度を得るために必要な光子数を論文末に載せる。

- シンチレーター+フォトチューブ

電子ビームのモニタリングを行うためにシンチレーター+フォトチューブを用いた。シンチレーター+フォトチューブの前には電子線の高さを保証するために電子



図 17 ダイナミックレンジカメラ

線の高さに合わせたスリットを前に置いた。

7.2 実験手順

この小節では、本研究で実際に行なった実験手順について述べていく。

1. 電子ビームの高さ位置測定

最初に真空チャンバー内に蛍光板だけを配置して真空を引き、電子銃を作動させて蛍光板を光らせた。その蛍光に2本のレーザーを交差させるように当てた。この2本のレーザー光の交差点の高さを測定し、この高さを電子ビームの高さとした。

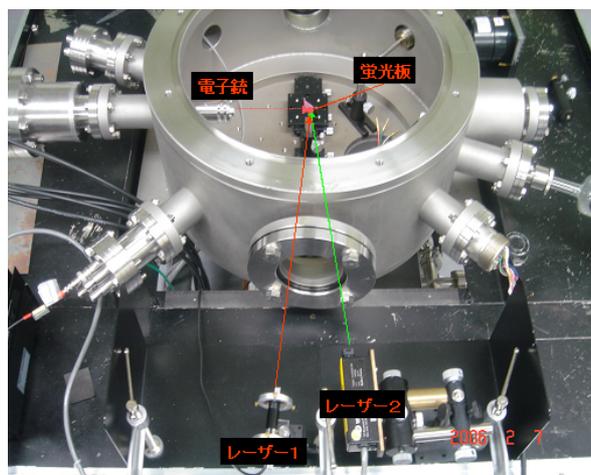


図 18 2本のレーザーを使った電子ビームの位置決め

2. 走査レーザー光のアラインメント

2つのスリットを用意して、先ほど求めた交差点の高さにそのスリットを合わせた。
走査レーザー光をその2つのスリットを用いてアラインメントした。

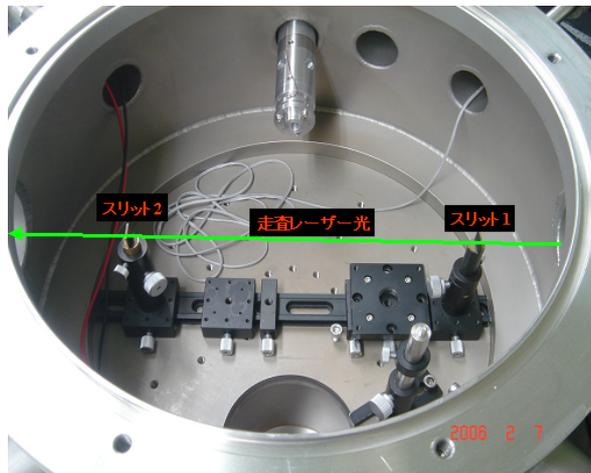


図 19 スリットを使った走査レーザー光のアラインメント

3. 光学系の配置

アラインメントした走査レーザー光に合うように光学系を配置していく。

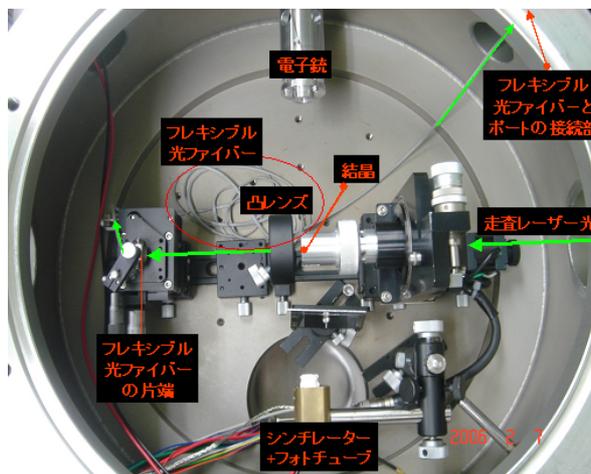


図 20 光学系の配置

4. 真空を引く

光学系を配置し終わったら真空チェンバー内を真空にしていく。

5. 電子ビームのモニタリング

真空を引き終わったら電子銃を作動させ、シンチ + フォトチューブを使って電子ビームをモニタリングして、電子ビームが結晶表面を通過していることを確認する。

6. カメラによるデータ収集

結晶に走査レーザー光を通過させ、ワイドダイナミックレンジカメラを使って走査レーザー光の像を撮影していく。

7. データ解析

カメラで収集したデータを解析していく。

8 結果

この章で実際に得たカメラのデータの図について述べていく。

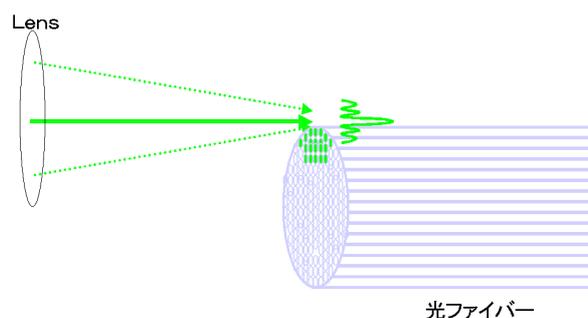


図 21 ファイバーに入射するレーザー光

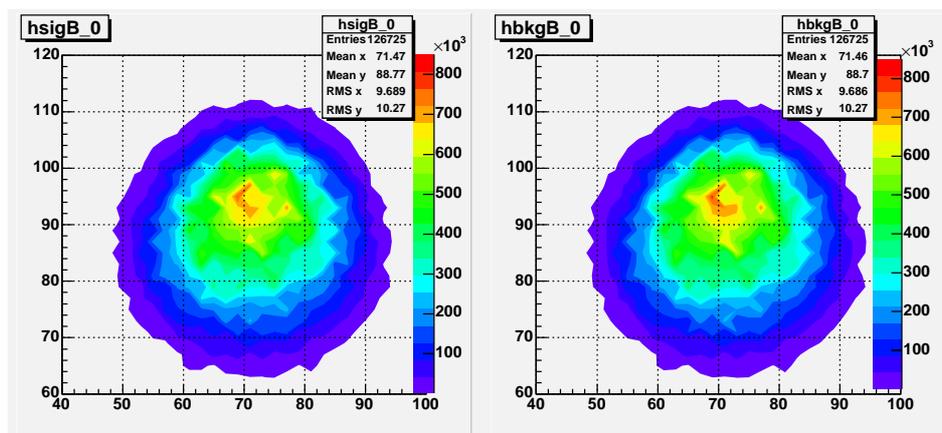


図 22 カメラの画像

今、レーザー光は図 21 の様にファイバー内に入射している。つまり、レーザー光の中心部分の縁から下の部分が入射している。図 22 はカメラで撮影した走査レーザー光の画像である。フレキシブル光ファイバーでチェンバー外にレーザー光を転送するとき、ファイバーが途中でねじれてしまい、カメラの上下とファイバーの上下を一致させることが出来なかった。なので、カメラの画像の図はカメラの元データを回転させて上下を一致させた。このとき、回転に伴いデータに差異が出来たので、画素単位の表示では見にくくなるので等高線表示にした。左の図は電子銃を作動させて電子ビームを結晶表面で通過させた図でシグナルであると考えられ右の図は電子銃を作動させないで電子ビームが通過してな

いときの図でバックグラウンドであると考えられる。それぞれの画像データを5つずつ収集した。

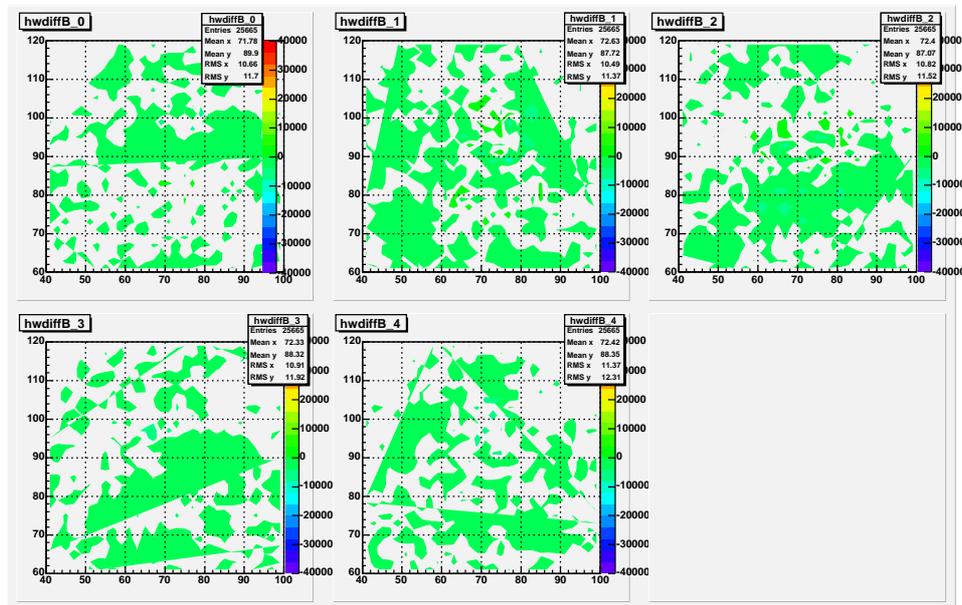


図 23 バックグラウンド間の揺らぎ

図 23 はバックグラウンド同士のデータを差分をとった図である。図の横軸はカメラの x 番目の画素 5 つのうちの 1 つのバックグラウンド 4 つ分に対して他の 4 つのバックグラウンドの合計を引いたものになる。

図 24 はシグナルからバックグラウンドのデータを引いた図である。1 つのシグナル 5 つ分から 5 つのバックグラウンドの合計を引いたものになる。

図 25 は先ほど求めたシグナル-バックグラウンドとバックグラウンド同士の差分のデータの x 方向と y 方向のプロジェクトになる。左上はシグナル-バックグラウンドの x 方向のプロジェクト、左下はシグナル-バックグラウンドの y 方向のプロジェクト、右上はバックグラウンド同士の差分の x 方向のプロジェクト、右下はバックグラウンド同士の差分の y 方向のプロジェクトでそれぞれ 5 つのデータをプロットしている。

これらの図からシグナル-バックグラウンドのデータにはバックグラウンド同士の差分のデータから見られるレーザー光の揺らぎ以上の変化量が見られ、x、y の両方向について変化量のあるパターンが見える。

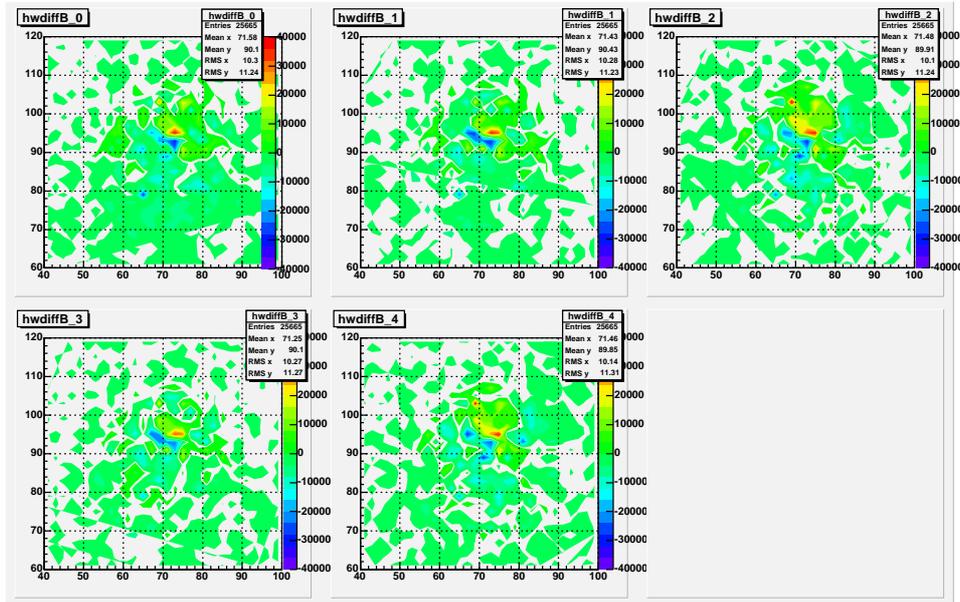


図 24 シグナル-バックグラウンド

9 結論・考察

先ほどの二次元の画像データの最大値から、シグナルからバックグラウンドを引いたもの、S-B は 1 ショット 1 ピクセルあたり ± 6000 の範囲の値を持つ。数値計算から期待される中心光の縁に当たる部分のカメラの 1 ピクセルにはいる光子の数は 1J の入射レーザーに対して 10^7 のオーダーになる。付録にあるカメラの感度の式からカメラのデータを換算すると露光時間は $20\mu\text{s}$ で 1J あたりに換算すると 10^{12} のオーダーになりシミュレーションと比べて大きい信号が来ているようである。また、S-B には x、y の両方向に一定のパターンが見られた。実験で使用したセットアップの検出系から見積もられる電子ビームによる位相変化量は $\delta\Gamma = 1.867 \times 10^{-10}$ となった。参考に米国の BNL で過去に行なわれた LiNbO_3 を使った 45MeV の電子ビームバンチを求める実験 (文献 [2]、[3]) で見積もられた位相変化量は 1 より十分に大きい。本研究で見積もられた位相差の絶対値がいかに小さいかが分かる。

2 次元の画像データのパターンの変化から 10^{-10} のオーダーの位相変化を検知することには成功したようだ。本研究で電気光学効果を用いた nA の直流電流値を持つ電子ビームの非接触型検知はまだ定量的に議論できる段階ではないが、その兆候を世界で初めて確認

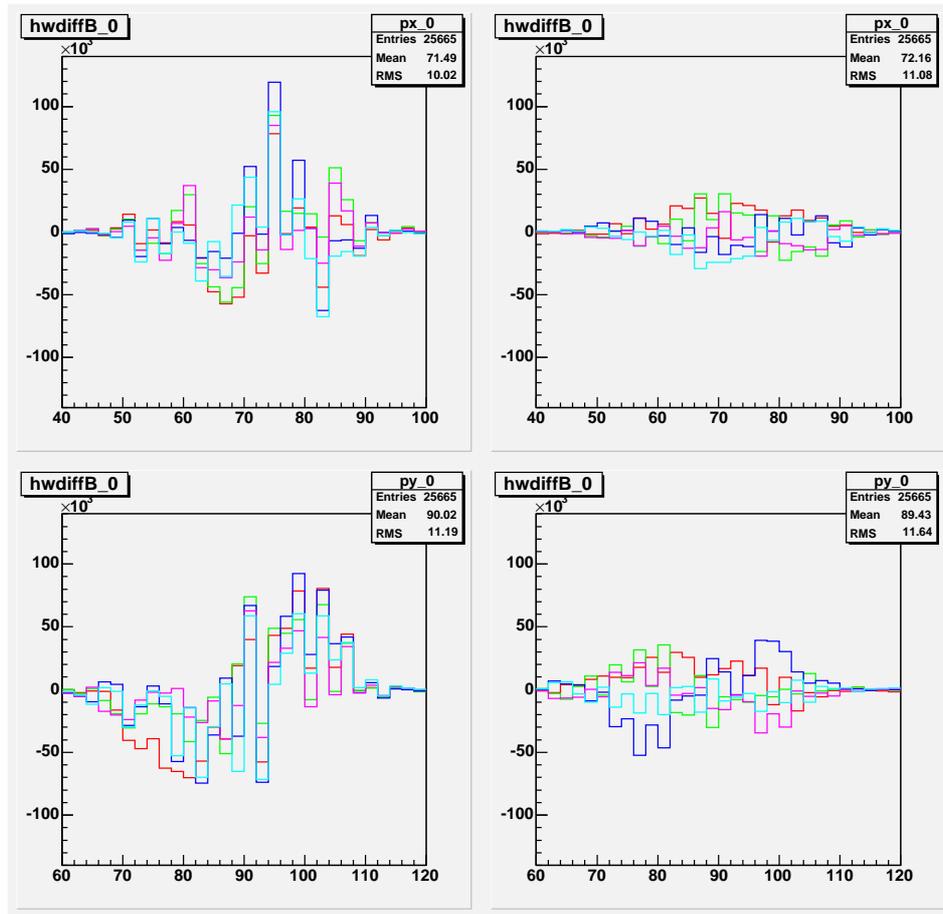


図 25 プロジェクション

することができた。本研究がさらに進むと将来、単一電子の非接触型検出が可能になる。現段階で改良できる点は、

- 光ファイバーとカメラとのカップリング
- 入射レーザー光のプロファイルの保持
- 電子線の正確な位置出し・プロファイルの確認
- 光ファイバーのバンドルの検討

また、今後の課題として単一荷電粒子の非接触型検知があるが、そのために

- DKDP を導入するためのセットアップの検討 (ポラライザー・アナライザー)
- DKDP を冷却するための冷却系の検討

がある。

付録：カメラの光子数に対する感度

本実験で使用したカメラの感度は露光時間 10ms で 500lux であり、最小感度は $500/256=2\text{lux}$ 程度になる。 $[\text{lux}] = [\text{cd} \cdot \text{Sr} \cdot \text{m}^{-2}]$ 、 $[\text{cd}] = 1/683[\text{W} \cdot \text{Sr}^{-1}]$ で、1秒での最小感度を T とすると 1 階調あたりの感度の単位を [res] とすると

$$T = \frac{5}{256}[\text{lux/res}] \quad (64)$$

今、距離 S 離れたところから $E[\text{lux}](C[\text{cd}])$ の光をこのカメラで撮影すると I を [W] で表したカメラの感度 ($I[\text{W/res}]$) とすると

$$E = \frac{4\pi I}{4\pi S^2} = \frac{C}{S^2} \quad (65)$$

距離 S での 1 画素あたりの立体角を Ω とすると

$$\Omega = \frac{(45 \times 10^{-6})^2}{4\pi S^2} = \frac{20.25 \times 10^{-10}}{4\pi S^2} \quad (66)$$

上式から I は

$$I[\text{W/res}] = C \times \Omega \times \frac{1}{683} = \frac{5}{256} \frac{20.25 \times 10^{-10}}{4\pi} \frac{1}{683} \quad (67)$$

I を光子数に対する感度に換算すると、レーザーは約 500nm の緑色のレーザーを使用しているため、 $2[\text{eV}/\gamma]$ を使い、

$$I[\gamma s^{-1}/\text{res}] \simeq \frac{1}{3.2 \times 10^{-19}}[\gamma/J] \times I[J \cdot s^{-1}/\text{res}] \simeq 1.4 \times 10^4[\gamma/\text{res}] \quad (68)$$

となる。本実験で用いたカメラは約 14000 個の光子に対して最小の感度がある。

謝辞

本研究を始めるきっかけを与えてくださりまた本研究を行なう際の的確で分かりやすい助言を与えくださった、本間謙輔助手に深く感謝いたします。また、大変参考になる意見を述べてくださった杉立徹教授と志垣賢太助教授に感謝いたします。快適な研究環境と様々な意見を提供したクォーク物理学研究室員に感謝します。

参考文献

- [1] K.Homma, "Idea for nondestructive measurements of single charged particles toward advanced end-point measurements," Nuclear Inst. and Methods in Physics ReserchA NIMA-D-05-00402 に査読中 同時に特許出願中
- [2] Y.K.Semertzidis, "Electro-Optical Detection of Charged Particles," hep-ex/0012014
- [3] T.Tsang, "Electro-optical Measurements of Ultrashort 45 MeV Electron Beam Bunches," hep-ex/0012032