

光の自己相関を利用した放射線検出原理の研究

指導教官 宮村修教授

広島大学理学部物理学科
ハドロン物理学研究室

0872004D 宇津巻武慶
平成 12 年 2 月 10 日

Abstract

現在の放射線検出の基本原理は、放射線の入射によって、叩き出される電子を加速・増幅して検出するというものである。しかし、この増幅作用により、入射粒子に対する時間・位置情報に不定生が必ず伴うため、この不定性以上に分解能をあげることは期待できない。そこで、これまでの放射線検出器とは異なり、外部からの増幅を行わないで、可能な限り時間・位置情報を保持したまま検出できる放射線検出原理の検証を目標に研究を行った。

1つのレーザーパルス光を、時間差を持った2つのパルスに分離し、それらのあるセンサー物質に入射させる。先発のパルスは、センサー物質が放射線の入射による励起の影響を受けていないときに透過し、後発のパルスは、センサー物質が放射線の入射による励起の影響を受けているときに透過するという状況を作る。そして、それら2つのパルスの重ね合わせによる、自己相関干渉パターンを観測した場合、仮に、後発のパルスに、放射線によるセンサー物質の影響が残っているならば、放射線の影響が全くない場合の干渉パターンからの変化が期待される。本研究では、光の自己相関干渉パターンの観測を可能にするような干渉計の設計・製作を行った。

目次

1	序論	3
2	電荷を伴う放射線	4
2.1	放射線と物質の相互作用	4
2.2	放射線検出器の現状	5
2.3	光の自己相関を利用した放射線検出原理	7
3	実験装置	14
3.1	干渉計の構築	14
3.2	放射線トリガー部分の設計と製作	16
3.2.1	センサー物質の選択	16
3.2.2	トリガー部分の設計	16
3.2.3	トリガー部分の評価	19
3.3	画像収集システムの開発	21
4	実験方法	23
5	データの解析	27
5.1	Kolmogorov 法	27
5.2	Kolmogorov 法による解析	31
6	結果	36
7	考察と今後	37

1 序論

現在ある放射線検出原理は、放射線の入射により叩き出されるわずかな量の電子を、加速・増幅して観測できるだけの電流にし、放射線を検出するというものである。しかし、この増幅作用により、入射粒子に対する時間・位置情報に不定生が必ず伴うため、この不定性以上に分解能をあげることは期待できない。もしも、このように外部からの増幅を行わないで、可能な限り時間・位置情報を保持したまま検出できる検出器があれば、検出器の時間分解能を上げることが期待され、ひいては新粒子の発見にもつながると期待されるため、非常に有用である。

本研究では、可能な限り、放射線の位置情報や時間情報を保持したまま検出できる光の自己相関による放射線検出原理について研究し、それを実現する検出器を作成するための第一歩として、パルスレーザーを用いて、その干渉模様から物質に起こる分極の変化を観測することを目的として研究を行なった。そして、実際にパルスレーザーを用いて、その干渉模様から物質に起こる分極の変化を観測することができる装置の製作を行った。

本論文では、2章で放射線と物質の相互作用、現在の放射線検出器の現状、そして、光の自己相関を利用した放射線検出原理について述べる。3章では実験装置の説明を述べる。4章・5章で実験方法と、得られるデータの解析方法について述べる。6章・7章でそれぞれ、実験の結果、考察を述べる。

2 電荷を伴う放射線

2.1 放射線と物質の相互作用

物質中を移動する高速の荷電粒子が、軌道電子と衝突する際、軌道電子が受けとるエネルギーが、その軌道電子と原子核との結合エネルギーより、小さい場合、電子は通常、弾性散乱されるが、軌道電子が受けとるエネルギーが、その軌道電子と原子核との結合エネルギーを上回るとき、励起または電離が起こる。励起とは、基底状態にある粒子が、光の吸収や粒子の非弾性散乱によって、外部からエネルギーを受け、より高いエネルギーをもつ他の定常状態（励起状態）に遷移することである。また、電離とは、基底状態にある粒子が受け取るエネルギーが、ある値以上になるとき、軌道電子が束縛状態を離れて自由電子となることである。電離が起こると、後に正電荷を持つイオンが残る。

荷電粒子が物質に入射すると、このように励起や電離といった相互作用をする。そして、今回の研究で見たいものは、物質に起こる分極の影響である。ここでは、分極とは励起とほぼ同義であり、物質中に荷電粒子が入射するとき、重い原子核は動かないが、軽い電子は影響を受ける。このため、局所的に電荷分布が変化するのである。物質の局所的な部分で分極が起こるといことは、その局所的な部分で物質の屈折率が変化するということである。

物質中での分極は、次のように計算できる¹。

物質中を、ある電磁波が通るとき、物質中の電子の運動方程式は

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} = e\vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (1)$$

である。(m 、 e はそれぞれ、電子の質量および電荷) これから、 $\vec{v} = ie\vec{E}/m\omega$ である。電場の影響による電子の変位 \vec{r} は \vec{v} と $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ によって結ばれている。したがって、 $\vec{r} = -e\vec{E}/m\omega^2$ である。物質の分極 \vec{P} は単位体積あたりの双極子モーメントである。全ての電子について加え合わせると、

$$\vec{P} = \sum e\vec{r} = -\frac{e^2}{m\omega^2} N\vec{E} \quad (2)$$

となる。(ここで、 N は物質の単位体積あたりの全分子中の電子数である。) 一方、電気誘導の定義から、 $\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ である。したがって、最終的には次の式を与える。

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} \quad (3)$$

すなわち、分極が起こると誘電率が変化する。物質中を伝わる電磁波の速さ v は、誘電率 ϵ 、透磁率 μ とすると、以下の式で表される。

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (4)$$

分極が起こり、誘電率が変化するすると物質中を伝わる電磁波の速さ、すなわち荷電粒子の速さが変化する。そして、物質中の光速 v と真空中の光速 c との比

$$n = \frac{c}{v} \quad (5)$$

がその物質の絶対屈折率であるから、分極が起こるといことは直接、物質の屈折率を変化させていることになる。

¹ 参照：参考文献 [1]、参考文献 [2]

2.2 放射線検出器の現状

現在の放射線検出原理についての問題点を、本研究で注目している時間分解能の点から、光電子増倍管（図1）・半導体検出器（図2）を例に挙げて説明する。²

<光電子増倍管>

光子が光電子増倍管の光電陰極面にあると、光電効果により電子が弾き出される。弾き出された電子は電界によって、第一ダイノードに導かれ、第一ダイノードを叩く。このときダイノードより多数の電子が放出される。さらにここで、放出された電子は、次のダイノードとの間にかけられた電場により加速されて次のダイノードにあたり、さらに多数の電子をつくる。このことを繰り返して一個の光子から多数の電子が生成され、電流として観測される。

しかし、この増幅作用にかかる時間というのは、例えば、二本の光電子増倍管の時間差をとるようなことをすれば、この時間のオフセットは消えるが、増幅にかかる時間はいつも一定の時間ではない。増幅にかかる時間はある程度の時間の広がりを持っている（例：図12）。このために、時間情報に対しての不定性が生まれてしまうのである。

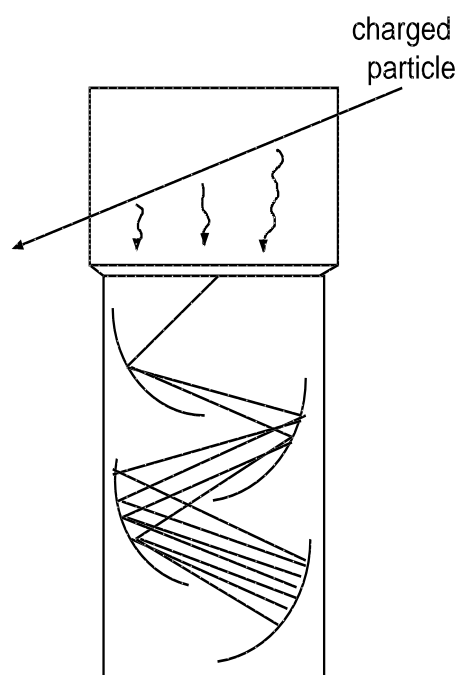


図1: -光電子増倍管の概念図-シンチレーターから出た光子が、光電面にあると電子が叩きだされ、その電子を光電子増倍管で、増幅する。

<半導体検出器>

放射線が検出器内の有感部にあると、放射線と有感部の物質の間で相互作用が起こり、有感部の局所的な部分で電離が起こる。電離作用により、電子とホールのが発生するが、これらを有感部にかけてある電場により加速・増幅して電極に集める。電極部の一方はp型、他方はn型半導体になっており、p型側の電位をn

²参照：参考文献 [3]

型側の電位より低くし、逆バイアスの状態にすることによって、両電極の間に空乏層ができ、そこで放射線の電離作用により発生した電子とホールが、逆バイアスの電場により電極に集められ、電流として観測される。

半導体検出器についても光電子増倍管の場合と同じことが言え、増幅にかかる時間が常に、一定でないために、荷電粒子の入射時間について、不定性が生まれてしまう。

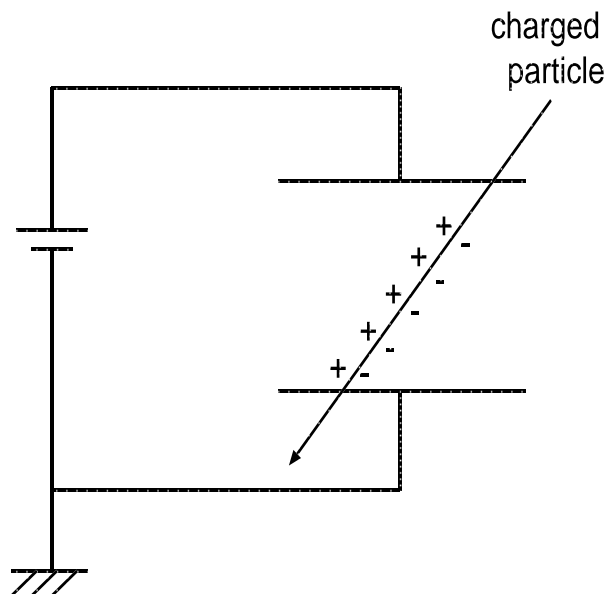


図 2: -半導体検出器の概念図-分極によって出てくる電子とホールを電極に集める。

光電子増倍管についても、半導体検出器についても、このように電子の増幅作用をすることで、時間情報に対する不定性を生んでしまっている。位置情報についても同様に増幅作用の間に不定性が生まれてしまうのである。現在のところ、これらの検出器では、時間分解能・位置分解能はそれぞれ、 $10\text{psec} \cdot 10\mu\text{m}$ 程度の分解能までしか出ていない。

2.3 光の自己相関を利用した放射線検出原理

まず始めに、光の自己相関について説明する。³

ある広がりをもった光源を考える。図3に示すように、この光源 S から出てくる光のうち、ピンホール P_1

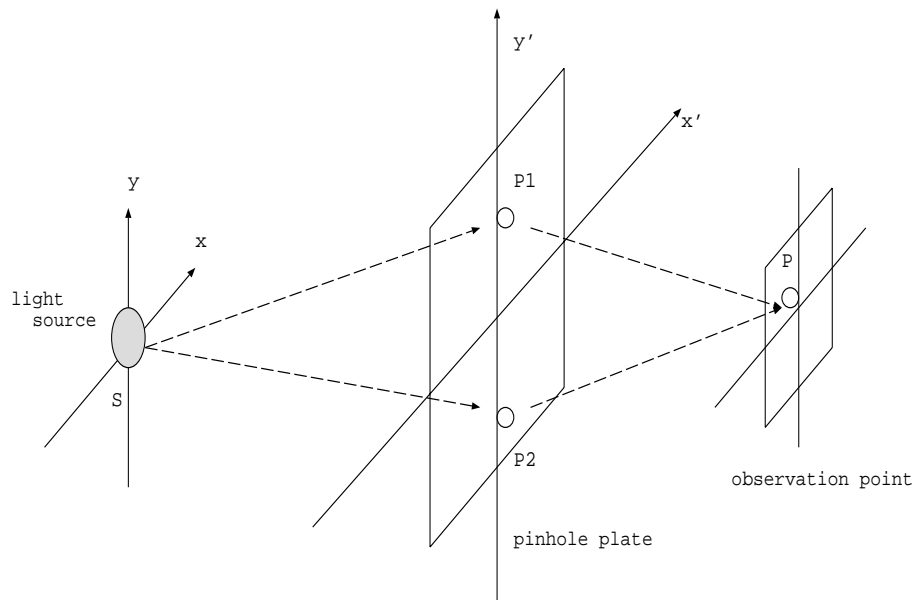


図3: -コヒーレンスの定義-光源 S から出た光が、 P_1 点を通して P 点に到達する光と、 P_2 点を通して P 点に到達する光の P 点での干渉をみる。

を通り、ある観測面の一点 P に届くもの $\langle S - P_1 - P \rangle$ と、ピンホール P_2 を通り、ある観測面 P に届くもの $\langle S - P_2 - P \rangle$ との、 P での干渉を見てみる。 P 点における光波の振幅は、

$$v(\vec{r}_P, t_1, t_2) = v_1(\vec{r}_1, t_1) + v_2(\vec{r}_2, t_2) \quad (6)$$

と、表すことができる。ただし、 P_1 と P_2 の各点における光波の複素振幅を、それぞれ $v_1(\vec{r}, t_1)$ 、 $v_2(\vec{r}, t_2)$ とした。

光源が定常である場合には、 $v(\vec{r}_P, t_1, t_2)$ は t_1 、 t_2 そのものの関数ではなく、その差 $\tau = t_1 - t_2$ の関数となる。これは、 P_1 と P_2 を同時に発した光波が P 点に到着するまでの時間の遅れに相当する。したがって、式6は、

$$v(\vec{r}_P, t) = v_1(\vec{r}_1, t + \tau) + v_2(\vec{r}_2, t) \quad (7)$$

と書ける。このとき、 P 点の強度分布は、

$$I(\vec{r}) = \langle v(\vec{r}, t)v^*(\vec{r}, t) \rangle \quad (8)$$

と書ける。ここで、 $\langle \rangle$ は時間的な平均操作を表す。式7を式8に代入すると次のようになる。

$$I(\vec{r}) = I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2) + 2\text{Re}[\Gamma_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)] \quad (9)$$

³参照：参考文献 [4]

ただし、

$$\Gamma_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \langle v(\vec{r}_1, t + \tau)v^*(\vec{r}_2, t) \rangle \quad (10)$$

である。物理光学では、 Γ_{12} のことを”相互コヒーレンス関数”と呼ぶ。
また、 $r_1 = r_2$ のとき、

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle v(\vec{r}_1, t + \tau)v^*(\vec{r}_1, t) \rangle \quad (11)$$

であり、これは、”自己コヒーレンス関数”と呼んでいる。 $\tau = 0$ のときは、

$$\Gamma_{11}(0) = \langle v(\vec{r}, t)v^*(\vec{r}, t) \rangle \quad (12)$$

となり、これは r_1 点における光強度である。

相互コヒーレンス関数 $\Gamma_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$ を $\Gamma_{11}(0)$ と $\Gamma_{22}(0)$ で規格化する。

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}} \quad (13)$$

これを”複素コヒーレンス度”と呼んでいる。したがって、強度 (式 9) は、

$$I(\vec{r}) = I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2) + 2\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}\text{Re}[\Gamma_{12}(\tau)] \quad (14)$$

と書ける。また、シュワルツの不等式を用いると、

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1 \quad (15)$$

であることが証明される。今、 $\gamma_{12}(\tau)$ は複素数であるので、これを

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)|\exp[i\psi_{12}(\tau)] \quad (16)$$

と書くと、式 14は、

$$I(\vec{r}) = I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2) + 2\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}|\gamma_{12}(\tau)|\cos(\phi_{12}(\tau)) \quad (17)$$

と、表すことができる。

干渉縞の可視度 V を

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (18)$$

ただし、 I_{max} 、 I_{min} は次のように定義する。

$$I_{max}(\vec{r}) = I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2) + 2\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}|\gamma_{12}(\tau)| \cos(\phi_{12}(\tau)) \quad (19)$$

$$I_{min}(\vec{r}) = I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2) - 2\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}|\gamma_{12}(\tau)| \cos(\phi_{12}(\tau)) \quad (20)$$

と定義し、式 16 を代入すると

$$V = \frac{2\sqrt{I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)}}{I(\vec{r}_1) + I(\vec{r}_2)}|\gamma_{12}(\tau)| \quad (21)$$

が得られる。そして、観測点 P_1 と P_2 が一致した場合、相互コヒーレンス関数 $\Gamma_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$ は自己コヒーレンス関数となる。これは、同一地点における異なる時刻に対する光波の相関であり、時間差 τ のみの関数である。これを” 時間的コヒーレンス ” という。

この時間差 τ によって、可視度 V が変化することを利用した放射線検出原理について、次に考える。

パルスレーザー光が、空間的に、図 4 のように、ある物質を透過する場合を考える。このときパルスレーザー光の光束のある微小部分の二点 (P 点、Q 点) に着目してみる。

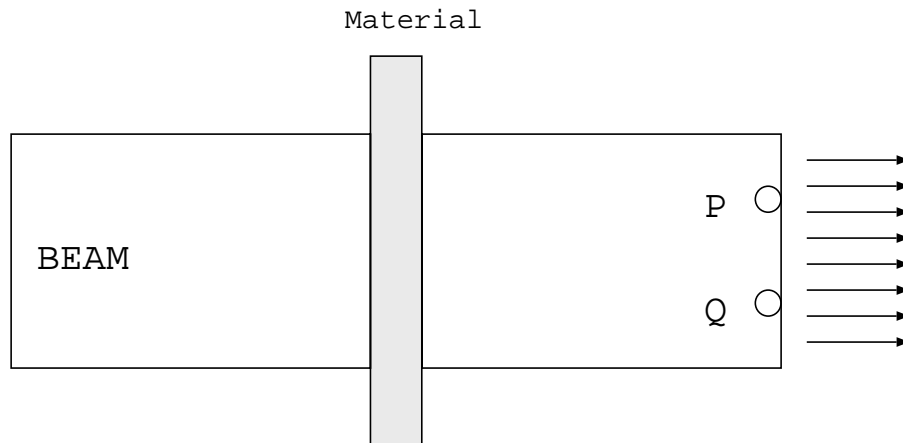


図 4: -物質を透過するビームを空間的に見た図-P 点・Q 点はビーム内の微小部分である。

このパルスレーザー光を時間的構造として、例えば振幅の異なる時間差 τ の三つのパルスに分けるような状況を作ることができたとする (図 5)。ただし、この三つのパルスは時間差がついているだけで、空間的に同じ位置を走るものである。

このときの、三つのパルスを平面波の式で書くと、振幅をそれぞれ a, b, c として次のように表せる。

$$\Psi = a \exp(i\omega t) + b \exp\{i\omega(t + \tau)\} + c \exp\{i\omega(t + 2\tau)\} \quad (22)$$

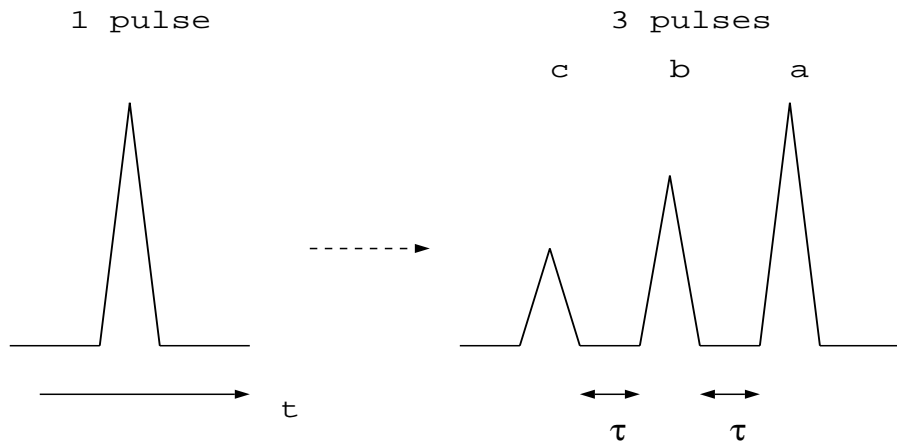


図 5: 一つのパルス光を三つのパルス光 (a,b,c) に分ける状態を時間的に見た図

この三つのパルスが時間差を持って、ある物質を透過するとき、次の場合について考えてみる。図 6 に概念図を示す。

P 点について

1. まず、*a* のパルスが物質を透過する。
2. 放射線が物質内の P 点に入射し、P 点で局所的に分極が起こる。
3. *b* のパルスが物質を透過するとき、分極の影響が *b* のパルスにのる。
4. 物質中での分極が、もとの基底状態に戻る。
5. *c* のパルスが物質を透過する。

このとき、*b* のパルスには分極の影響により位相差 δ が加わる。つまり、三つのパルスの平面波の式は次のようになる。

$$\Psi = a \exp(i\omega t) + b \exp\{i\omega(t + \tau + \delta)\} + c \exp\{i\omega(t + 2\tau)\} \quad (23)$$

Q 点について

1. *a* が物質を透過する。
2. *b* が物質を透過する。
3. 放射線が物質内の Q 点に入射し、Q 点で局所的に分極が起こる。
4. *c* のパルスが物質を透過するとき、分極の影響が *c* のパルスにのる。
5. 物質中での分極が、もとの基底状態に戻る。

このとき、*c* のパルスには分極の影響により位相差 δ が加わる。つまり、三つのパルスの平面波の式は次のようになる。

$$\Psi = a \exp(i\omega t) + b \exp\{i\omega(t + \tau)\} + c \exp\{i\omega(t + 2\tau + \delta)\} \quad (24)$$

この三つのパルスを時間差 τ を戻したある一点でみると、その平面波の式 Ψ 、強度 I はそれぞれ次のようになる。

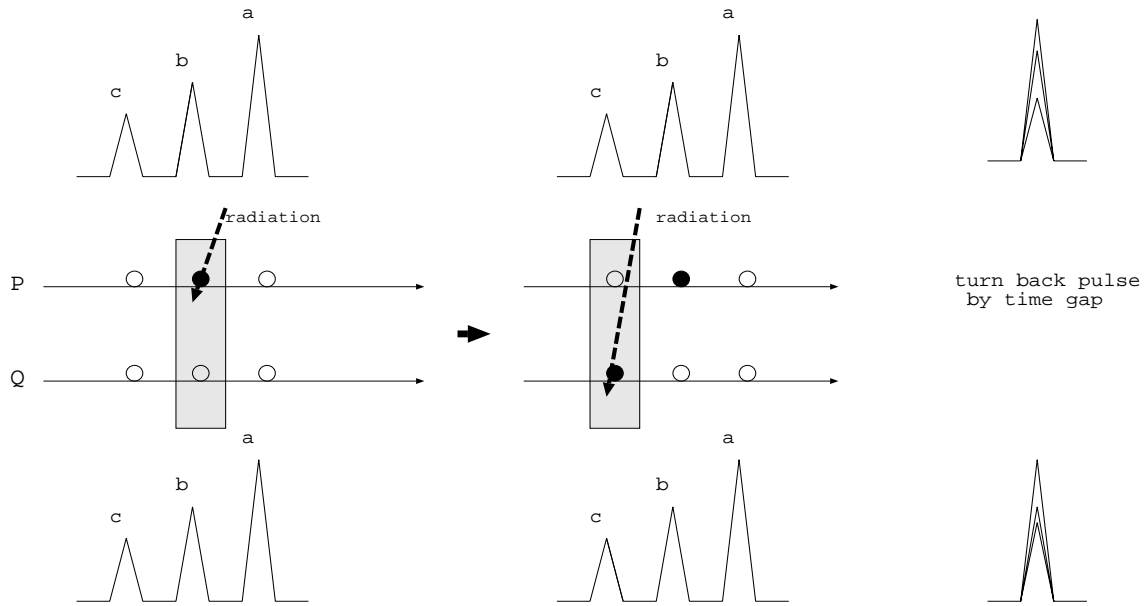


図 6: -光の自己相関を利用した放射線検出原理のコンセプト-三つに分離したパルスが時間差を持って、物質を透過する。その後、時間差を戻して重ね合わせる。丸く色のついていところがビームの経である。

P 点
平面波 Ψ

$$\Psi = a \exp(i\omega t) + b \exp\{i\omega(t + \delta)\} + c \exp(i\omega t) \quad (25)$$

強度 I

$$I = a^2 + b^2 + c^2 + 2\{ab \cos(\omega\delta) + bc \cos(\omega\delta) + ca\} \quad (26)$$

Q 点
平面波 Ψ

$$\Psi = a \exp(i\omega t) + b \exp(i\omega t) + c \exp\{i\omega(t + \delta)\} \quad (27)$$

強度 I

$$I = a^2 + b^2 + c^2 + 2\{ab + bc \cos(\omega\delta) + ca \cos(\omega\delta)\} \quad (28)$$

ここで、 b のパルスに放射線の入射による分極の影響がのるときの、P 点の強度の式(式 26) には、 b の一次の項に位相差 δ の影響分の項が付く。そして、 c のパルスに放射線の入射による分極の影響がのるときの、Q 点の強度の式(式 28) には、 c の一次の項に位相差 δ の影響分の項が付く。このように、 b のパルスが放射線の影響を受けたときの強度は c のパルスが放射線の影響を受けたときの強度とは異なる。

これはつまり、三つのパルスの時間差を戻して、その強度が分かるならば、強度分布から三つのパルスの、どのパルスに放射線の影響があるのかが分かるということである。縦方向を強度にとり、レーザー光に対して垂直な方向に x - y 平面をとると、この分布は、例えば、図 7 のようになることが期待される。

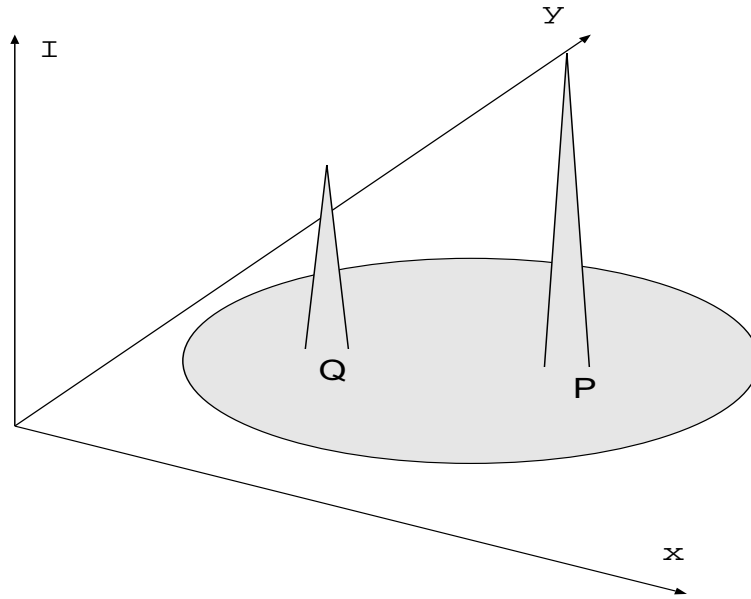


図 7: -時間差を戻して重ね合わせたパルスの強度分布-z 軸が光強度、x-y 平面が座標を表す。

図 7は、縦軸が光の強度を示す分布で、より強い光の部分がより高い I 軸の値を示す分布である。レーザー光以外の部分は、バックグラウンドを無視すれば、 $I = 0$ となる。そして、レーザー光の部分は、

$$I = a^2 + b^2 + c^2 + 2(ab + bc + ca)$$

という強度をもつ。一方、放射線の影響を受けている P 点については、式 26 で表したように、

$$I = a^2 + b^2 + c^2 + 2\{ab \cos(\omega\delta) + bc \cos(\omega\delta) + ca\}$$

という他のレーザー光の部分とは異なる固有の分布を示し、Q 点についても、

$$I = a^2 + b^2 + c^2 + 2\{ab + bc \cos(\omega\delta) + ca \cos(\omega\delta)\}$$

(式 28) という固有の分布を示すことを表している。この強度分布を示したのが図 7 である。

また、一つのパルスを三つのパルスに分けるのではなく、一つのパルスを N 個に分けた場合の強度を示す一般式は次のようになる。

$$I = \sum_{k=1}^n a_k^2 + 2\left\{ \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{i=k+1}^n (a_k a_i) \right\} \quad (29)$$

そして、この N 個に分けたパルスの m 番めに放射線の入射による分極の影響がのるときの一般式は次のようになる。

$$I = \sum_{k=1}^n a_k^2 + 2\left\{ \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{i=k+1}^n (a_k a_i) \right\} - 2 \sum_{k=1, k \neq m}^n a_k a_m (1 - \delta_{|m-k|}) \quad (30)$$

ここで、 δ は次式で定義される。

$$\delta_n = \cos(n\omega\tau) \quad (31)$$

このように、一つのパルスを N 個のパルスに分離し、ある一定の時間差 τ をつけて物質を透過させる時、

- 「 δ の空間的範囲が局在している。」つまり、放射線によってできる位相差 δ が、放射線の入射位置の局所的な部分だけに起こり、広い範囲にわたって影響が起こらない。
- 「 δ の継続時間が τ 以下である。」位相差 δ が τ よりも時間的に短いとき、一つのパルスだけが放射線による δ の影響を受ける。
- 「レーザーパルスのパルス幅が τ 以下である。」パルス幅が時間差 τ より短いとき、重複する部分がなくひとつひとつのパルスを区別することができる。

という、三つの条件を満たすとき、上述した原理により、時間分解能がパルスの時間差 τ 程度で、3次元トラッキングが可能な検出器が理論的に可能になる。

パルスレーザーは、現在そのパルス幅がフェムト秒のものが存在する。このようなフェムト秒のパルス幅のレーザーを用い、パルス間隔 τ をパルス幅程度に調節してやり、実際にいままで述べたような検出器が作れたとしたら、その時間分解能はフェムト秒になり、現在ある放射線検出器と比べて時間分解能が、二桁から三桁あがるはずである。

3 実験装置

目標としたものは、上に述べたような、光の自己相関を利用した放射線検出原理の研究の第一歩として、そもそもパルスレーザー光を用いて、白色光源によるセンサー物質の励起の影響を、干渉模様の変化として観測することができる検出器を、構築することである。

実験を行った実験装置全体の概念図を図 8 に示す。レーザーから出てくるレーザー光が干渉計に入り、干渉計から出てくる干渉光を CCD カメラで画像データとしてパソコンに取り込むというものである。

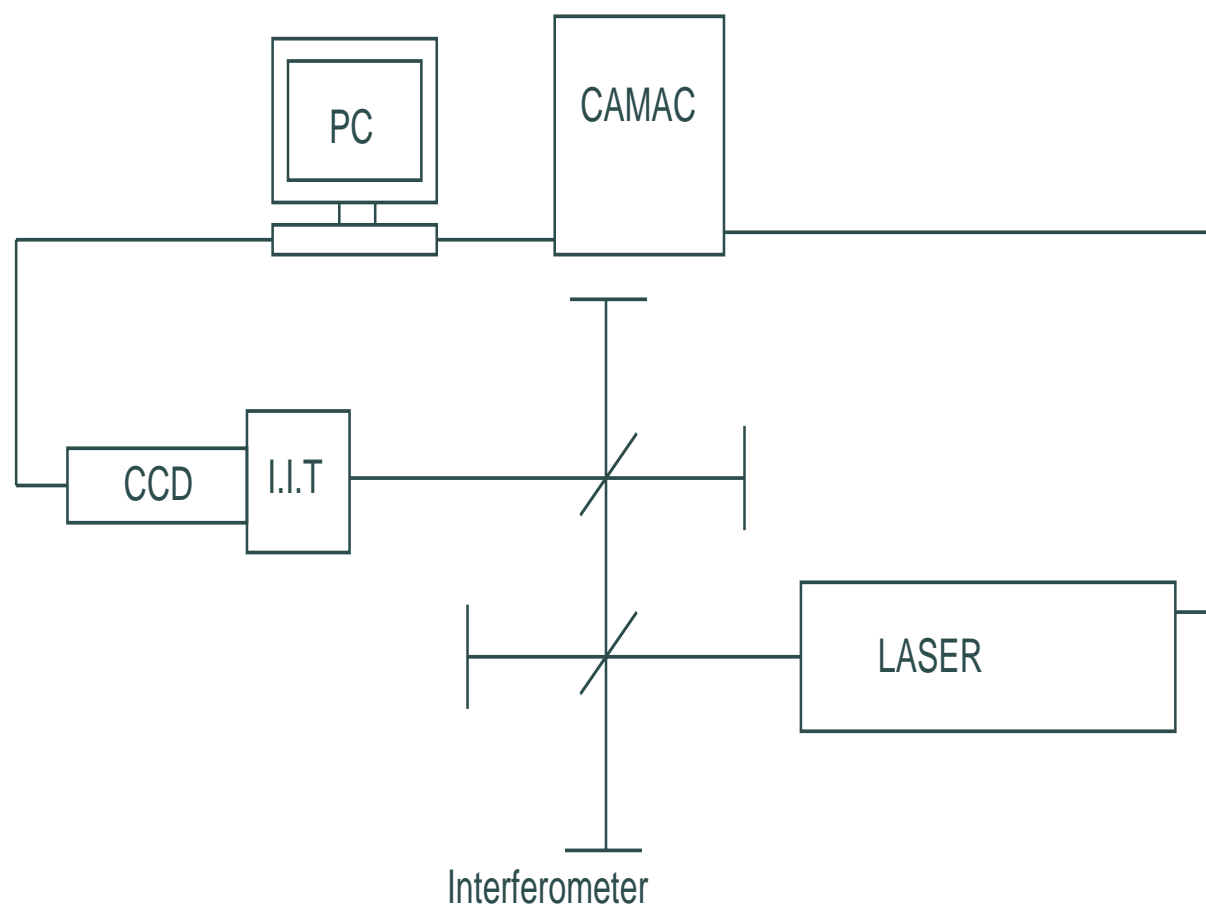


図 8: -実験装置全体の概念図-I.I.T はイメージンシファイアを表す。イメージンシファイアとは、入射してくる映像について、座標を保ったままその光を増幅するものであり、I.I.T で増幅した映像を CCD カメラで撮る。

3.1 干渉計の構築

干渉は一つのレーザーパルス光を一度、二つに分離し異なる光路をとらせ、片側のパルスだけにセンサー物質を透過させる。その後、二つのパルス光を重ね合わせる。この時、二つのパルスの光路差はほぼゼロにし、分けた一つのパルスを再び重ね合わせる。干渉計部分の図を図 9 に示す。

光源となるレーザー光からの光束は、BS1 により、光束は二分されそれぞれ反射光、透過光となり、互いにほぼ垂直な方向に進む。その後 M1、M2 により反射され、BS1 に戻り、BS2 に進む。この時点で光

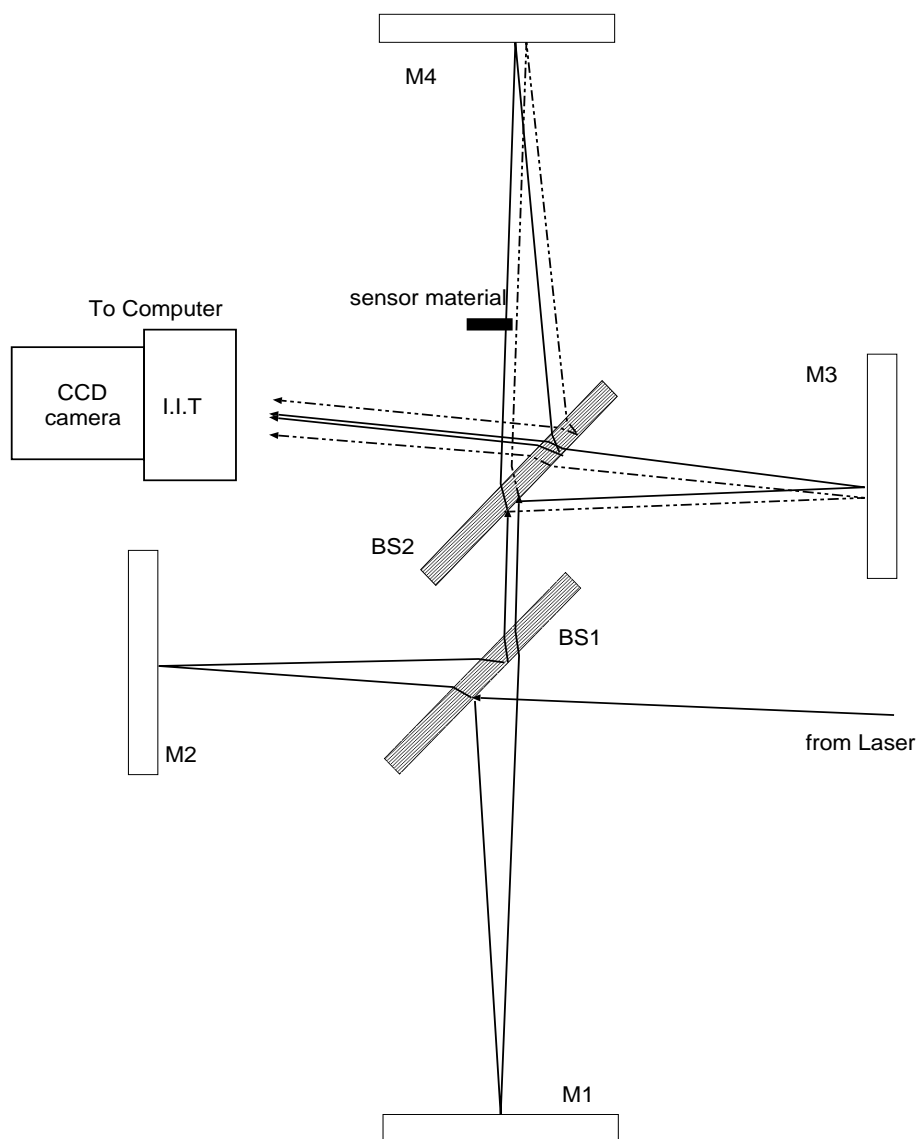


図 9: 干渉計でのレーザー光の光路:一本のビーム光が干渉計で四本に分けられ、四本のビーム光が CCD で画像として保存される。BS はビームスプリッタ、M はミラーを表す。

束は時間差を持った二本の光束になる。BS2 で再び反射光、透過光に分けられ M3、M4 で反射され、BS2 に戻り CCD カメラに届く。CCD カメラに到着する時点で、光束は全部で 4 本になる。実際に干渉が起こるのは、光路差が等しい BS1 から <M1-BS1-BS2-M4-BS2-CCD> という光路を通ってくる光束と、BS1 から <M2-BS1-BS2-M3-BS2-CCD> という光路を通ってくる二本の光束はほぼ平行になるとき重なり合う。この重なり合う光束を干渉光。BS1 から <M1-BS1-BS2-M4-BS2-CCD> と通ってくる光束を非干渉光 1、BS1 から <M2-BS1-BS2-M3-BS2-CCD> と通ってくる光束を非干渉光 2 と呼ぶことにする。干渉する 2 本の光束を重ね合わせるの、実際には三本の光束を CCD カメラで見ることになる。

干渉光について、重なり合う二つのパルス光が完全に真平行であるとき、干渉光自体は干渉は起こすが、干渉模様は現れないはずである。しかし、今回用いた光学系ではそれら二つのパルス光を完全に平行にすることはできなかった。そのため、実際の干渉光には干渉模様が見えている (図 14)。

3.2 放射線トリガー部分の設計と製作

本研究では、センサー物質であるシンチレーターを、励起させるために白色光源を用いたが、実際に放射線によって、シンチレーターを励起させる場合に、いつ放射線がセンサー物質に入射したのかを保証するための、放射線トリガー部分を、今後のために作成した。この放射線トリガー部分は、図 8 の sensor material の部分に設置されるべきものである。

3.2.1 センサー物質の選択

分極の影響を観測するためのセンサー物質として、シンチレーターを選んだ。シンチレーターとは物質中の原子または分子が荷電粒子の通過によって励起し、この励起準位より低いエネルギー準位に落ちるときに光を放出する物質である。

励起状態とは、2.1 で述べたように、電磁気学より物質の屈折率が変化することである。センサー物質が励起していない状態のときに、レーザーパルス光が透過した場合の干渉パターンは、センサー物質が白色光源によって、局所的に励起している状態のときにレーザーパルス光が透過するときの干渉パターンとは違うはずだと考えた。

3.2.2 トリガー部分の設計

放射線源は、一定の確率で崩壊するわけではなく、崩壊は常に確率的に起こる事象である。だから、単にシンチレーターに放射線を照射しているだけでは、あるイベントを見たときに、それが確実に放射線が入射したイベントだということを保証することはできない。そこで、放射線が入射したイベントであることを保証するために、トリガー部分を作る必要がある。

実際のトリガー部分は、図 10 に示すように、光電子増倍管 (PMT) につけたシンチレーターでセンサー物質のシンチレーターを挟む形のものである。線源に近い方からトリガー 1、トリガー 2 と名前を付ける。トリガー 1、トリガー 2 のコインシデンスを取れば、放射線がシンチレーターを透過したときのみコインシデンスの信号が出ることになる。

この放射線トリガー部分を製作するのに用いた放射線源は ^{90}Sr である。この ^{90}Sr は 0.546MeV と 2.283MeV の二つのエネルギーの電子に崩壊する 線線源である。この ^{90}Sr のエネルギースペクトルを図 11 に示す。 ^{90}Sr のエネルギースペクトル分布から 1MeV の 線がシンチレーターを透過すると想定し、設計をおこなった。

トリガー部分はコインシデンスを取るの、たとえセンサー物質のシンチレーターに放射線が当たっても、そこで 線が止まり、トリガー 2 に放射線が当たらないと信号を出さない。つまり、トリガー部分に

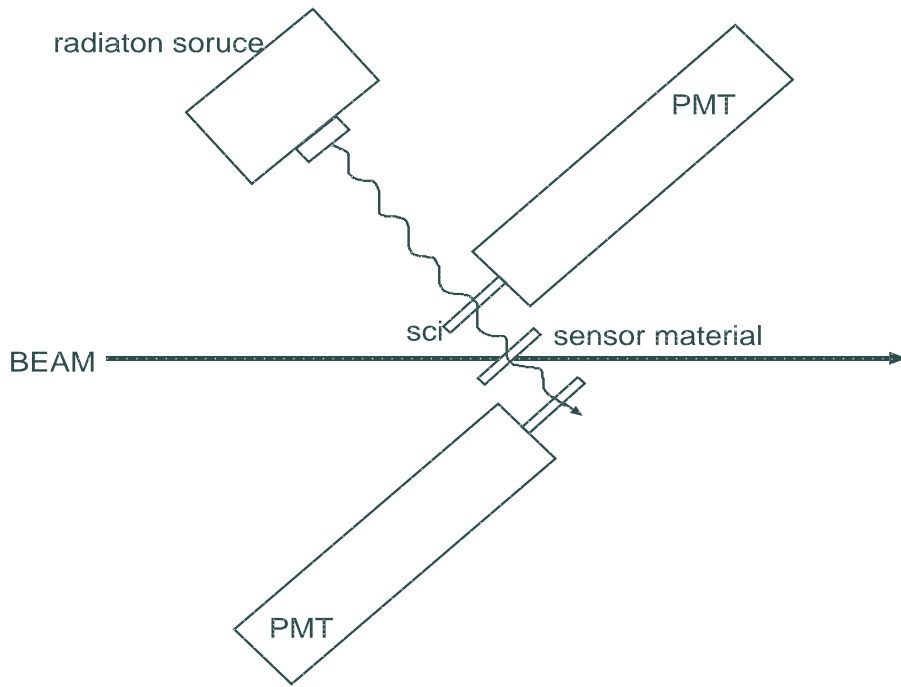


図 10: β -トリガー部分-放射線源から放射される β 線がセンサー物質にあたる際に、PMT に付けられたシンチレーターにあたり、PMT から信号が出る。

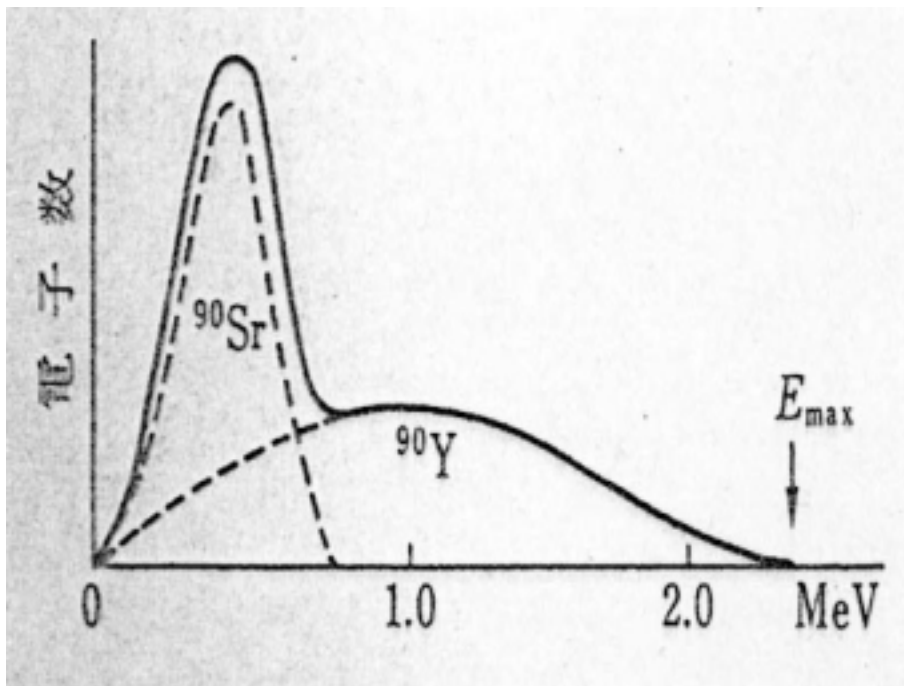


図 11: β - ^{90}Sr のエネルギースペクトル-放射性同位元素 ^{90}Sr は半減期 28 年で 崩壊して、放射性同位元素 ^{90}Y になる。(参照：参考文献 [5])

使うシンチレーターの厚みは、トリガー 1 を透過して、センサー物質を通過した後、トリガー 2 に確実に届かなければならない。

そこで、1MeV の線のプラスチックシンチレーター中での飛程を計算した。⁴ 0.3keV ~ 30MeV のエネルギー範囲の電子の飛程を与える経験式は

$$R(kg/m^2) = a_1 \left\{ \frac{\ln[1 + a_2(\gamma - 1)]}{a_2} - \frac{a_3(\gamma)}{1 + a_4(\gamma - 1)^{a_5}} \right\} \quad (32)$$

で表され、 a_1 、 a_2 、 a_3 、 a_4 、 a_5 は以下の式で定義される。

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta}} \quad (33)$$

$$a_1 = \frac{2.335A}{Z^{1.209}} \quad (34)$$

$$a_2 = 1.78 \times 10^{-4} Z \quad (35)$$

$$a_3 = 0.9891 - (3.01 \times 10^{-4} Z) \quad (36)$$

$$a_4 = 1.468 - (1.180 \times 10^{-2} Z) \quad (37)$$

$$a_5 = \frac{1.232}{Z^{0.109}} \quad (38)$$

ここで、 A 、 Z はそれぞれ、原子量、原子番号を表し、混合物の場合は特に

$$Z_{\text{実効}} = \sum_i \omega_i Z_i \quad (39)$$

$$A_{\text{実効}} = Z_{\text{実効}} \left(\sum_i \omega_i \frac{Z_i}{A_i} \right)^{-1} \quad (40)$$

と表される。式 (32) を用いて実際に使うシンチレーター⁵中での 1MeV の電子の飛程を計算すると、 $R(m)=4.212\text{mm}$ となった。これより、実験ではセンサー部分のシンチレーターの厚さ、トリガー部分のシンチレーターの厚さ共に、1mm とした。

⁴ 参照：参考文献 [3]

⁵ バイクロン製プラスチックシンチレーター BC400、C:H=4.74:5.21

3.2.3 トリガー部分の評価

一つのレーザーパルス光を時間差を持った二つのパルスに分けると、いまの実験装置では、時間差は約 1nsec 程度までしかその時間差をつけることができない。そこで、分けた二つのパルス間に放射線が入り、センサー物質にあたるとき、放射線が入ったことを保証するには、放射線トリガー部分の時間分解能は 1nsec 以上ないと二つのパルス光の間に放射線が入射したと保証することができないことになる。ここでは、実際に製作した放射線トリガー部分の時間分解能を評価する。

トリガーカウンターからの情報を扱うためにコンピュータと CAMAC(Computer Automated Measurement and Control) を用いた。CAMAC とはオンライン計算機を用いて測定と制御を自動化するためのエレクトロニクス機器の規格である。CAMAC のためのソフトウェアを作ることで、個々のモジュールをコンピュータ上で制御できるので、データ収集を自動化することができる。CAMAC モジュールの TDC(Time to Digital Converter) を使うことで、入射した放射線の時間情報を得ることができる。

また、CAMAC モジュールは、入力信号があるとそのことを知らせる信号が発生する。この信号を LAM(Look At Me) といい、LAM が発生することを LAM が立つという。この LAM 信号はソフトウェアによって、クリアー命令が出されるまで立ち続ける。この LAM 信号を利用して、TDC の値を測定することでトリガー部分の時間分解能を測定することができる。

時間分解能を評価するための回路の概念図を図 12 に示す。

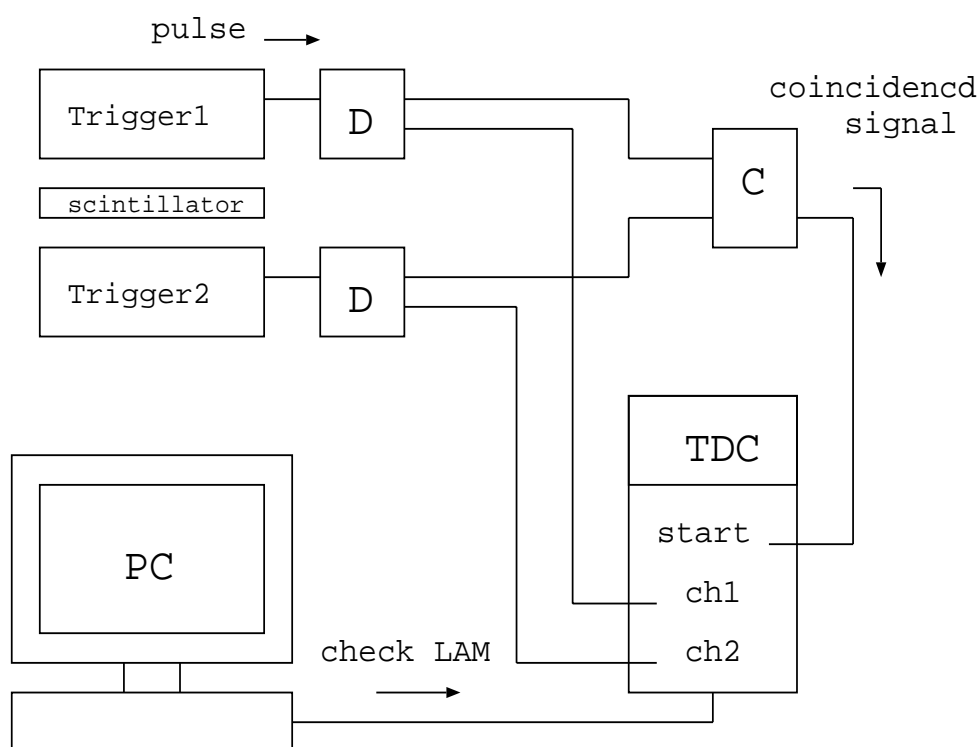


図 12: 回路図 : D は Discriminator、C は Coincidence を表す。

データの流れは以下のようなものである。

- 1 . 放射線がトリガーカウンターを通り、トリガーが信号を出す。

2. 二つのトリガー 1,2 の論理積 (coincidence) が真ならば、コインシデンスが信号を出す。
 3. コインシデンスの信号が TDC の Start に入る。
 4. トリガー 1、トリガー 2 の信号がそれぞれ TDC に入る。
 5. コンピュータ側は TDC の LAM を見に行き、LAM が立っていたら TDCcount を読みにいき、LAM をクリアする。
- この作業を繰り返し統計量を集める。

時間分解能は、放射線がトリガーカウンターを透過したときにトリガー 1、トリガー 2 が出す信号の時間情報の差から導出することが出来る。トリガー 1、トリガー 2 の論理積 (coincidence) を取り、真ならば放射線が二つのトリガーを透過したときのイベントであるということができる。このコインシデンスからの信号を TDC の Start に入れ、その後、トリガー 1 とトリガー 2 の信号が TDC の各チャンネルに入るようにする。TDC の時間情報は基本的に Start 信号が入ってから、各チャンネルに信号が入るまでの時間差を表す。使用した、TDC は 1 つのチャンネルが 25psec に対応していて、フルスケールで 4096 チャンネル、つまり約 1.6nes まで、測定することができる。

図 13 にトリガー 1 の TDC カウントとトリガー 2 の TDC カウントの差を取ったヒストグラムを示す。時間分解能はこのヒストグラムに於いて、平均値から統計誤差を含めた範囲 (RMS) の時間幅で表すことができる。よって、このヒストグラムから、ほぼ 500psec と計算される。

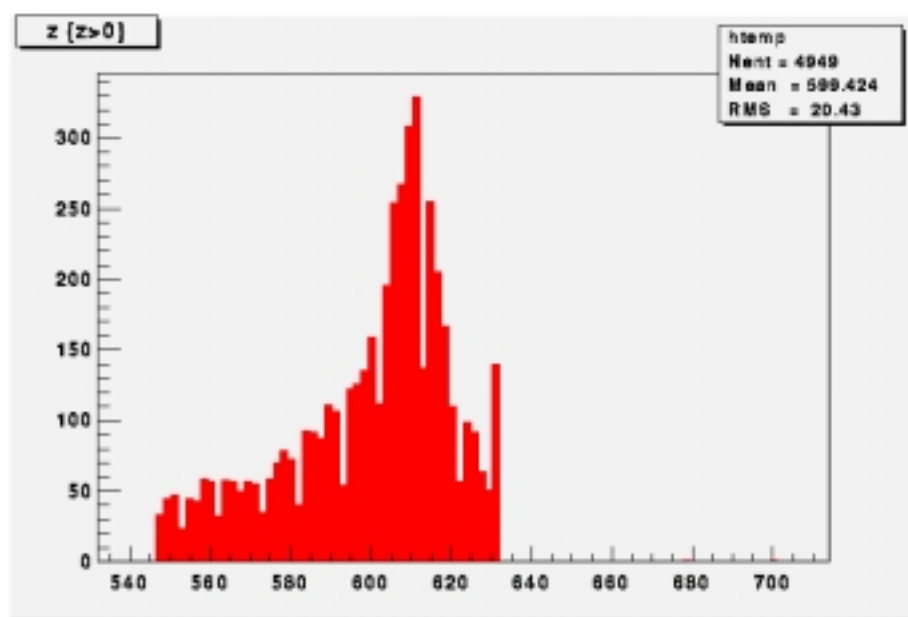


図 13: -トリガー 1 の TDC カウントとトリガー 2 の TDC カウントの差-
時間分解能=25(psec) × 20(RMS)=500(psec) となる。

3.3 画像収集システムの開発

干渉パターンの違いを評価するために、レーザー光を CCD カメラで画像データとして収集する方法を取った。画像データをパソコンに取り込むために、ビデオキャプチャカードを使い、CCD カメラから送られてくるアナログの信号をデジタル化してパソコンに取り込む。ビデオキャプチャで得られる画像データはビットマップ形式で保存される。これは、各画素（ピクセル）の、光の強度を 0~255 の数字で表現する形式であり、画像の大きさは 320 × 240 である。ここでは色情報は無く、明るいところほど白く見える。図 14 は実際に干渉計から出てくる三つの光束を CCD カメラで撮った画像である。



図 14: CCD で撮った生データ：白く見える三つの点がレーザー光であり、左下が非干渉光 1、中央が干渉光で縞模様が見えている、右上が非干渉光 2 を表す。

図 14 のような画像データから、干渉模様の変化を比較するために、各ピクセルの位置に対する光度の値を三次元的にヒストグラムで表したものが、図 15 である。光の強度が高さを表していて、ヒストグラムの山が高いほど、明るい部分であることを示している。

レーザーから出てくるレーザー光は、それ自体光の強度に揺らぎを持っている。だから、常に同じタイミングでデータを収集していても、実際に撮れるデータにはレーザー光自身の持つ揺らぎがのってしまう。そのため、干渉模様を比較するのに、ただ得られた強度分布の絶対値を比較しても意味を持たない。

そこで、データを規格化することが必要になる。非干渉光は、干渉光と異なり、光源のレーザー光の強度を反映した強度を持っているので、二本の非干渉光の強度の和で、全体を割ることで、データの規格化を行った。

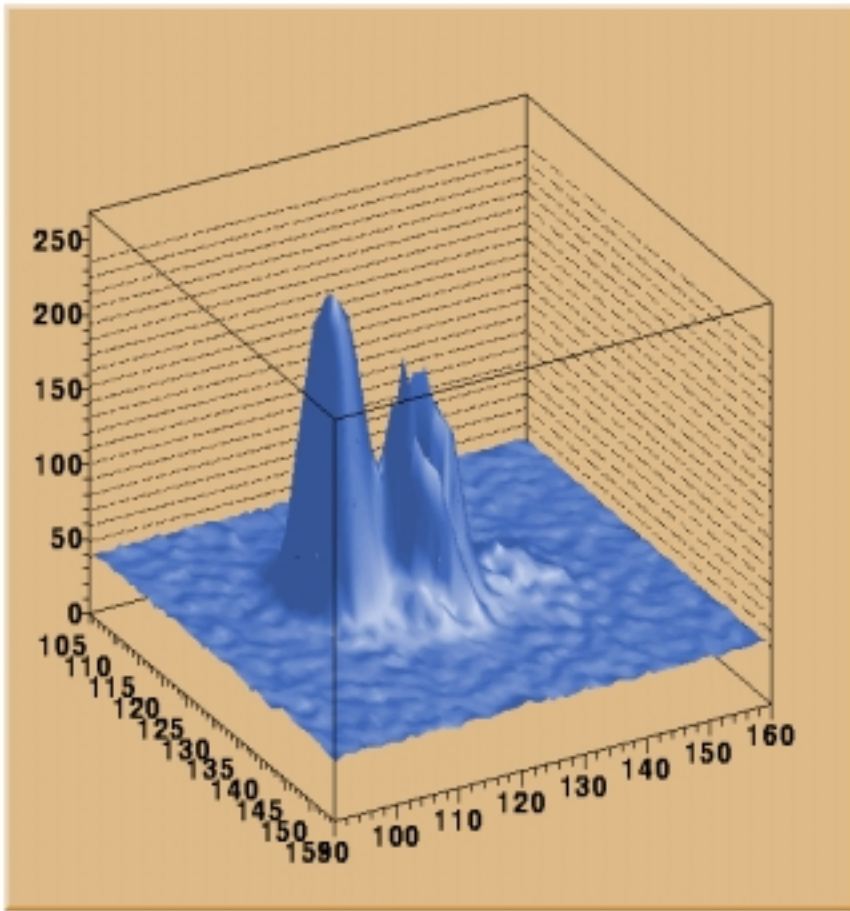


図 15: 光度のヒストグラム : 見やすくするために画像を光が当たる部分のみを表示している。実際の大きさはひと目盛りが1ピクセルに対応していて 320×240 である。

4 実験方法

実験は CW レーザー⁶とパルスレーザーを用いた。

まず、最初に行なった実験は、構築した干渉計 3.1 が、確かに干渉計といえるものになっているか、どうかを確認するために、CW レーザーを用いて、「静的な障害物をおいた場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか」という実験を行なった。

局所的に起こる励起の影響よりも、ずっと大きな障害物の影響を光に与えたときに、その影響が干渉パターンの変化として現れることを期待した。そのセットアップは図 9 のセンサー物質を、0.1 ミリ以下の太さの障害物に置き換えたものである。

CW レーザーは連続的にレーザー光を発しているので CCD から送られてくる画像を取るタイミングをパルスジェネレーター (P.G.) によって、与えてやる。P.G. から出る出力信号を CAMAC モジュールの ADC の gate に入れて LAM を立て、この LAM 信号が立っているときの画像を収集するようにした。ADC (Analog to Digital Converter) とは CAMAC モジュールの一つで、粒子のエネルギー情報を得るのに用いられるモジュールである。ここでは、LAM 信号を立てるために用いた。画像を撮る周期は約 1.4 秒にした。これは、コンピュータが 1 つの画像を処理するのに十分な時間であると判断し、この周期を選んだ。

測定は、三回に分けて行った (図 16)。まず、障害物を入れない状態で画像データを 10 枚連続で取り、次に障害物を入れた状態で 10 枚取り、そして、最後にまた障害物を入れない状態で 10 枚を取るといった方法をとった。

データはそれぞれ、1.4 秒の周期で取った。データは全部で 30 枚である。

1. 静的な障害物をおかない場合 10 枚 <non1>
2. 静的な障害物をおいた場合 10 枚 <static>
3. 静的な障害物をおかない場合 10 枚 <non2>

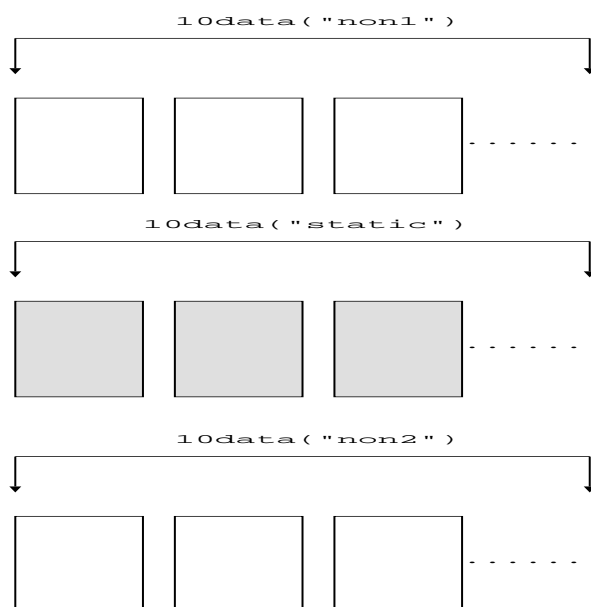


図 16: CW レーザーを用いた実験でのデータの取り方

⁶GLG5311 : NEC 製の CW レーザー

次に、静的な障害物よりもずっと僅かな影響であるシンチレーターの励起の影響を、つまり、物質の分極の影響が、CW レーザーを用いて観測することができるか調べるために、「シンチレーターを静的な励起状態にした場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか」という実験を行なった。そしてシンチレーターを励起させるために白色光源を用いた。この場合も、測定を三回に分けて行い、シンチ

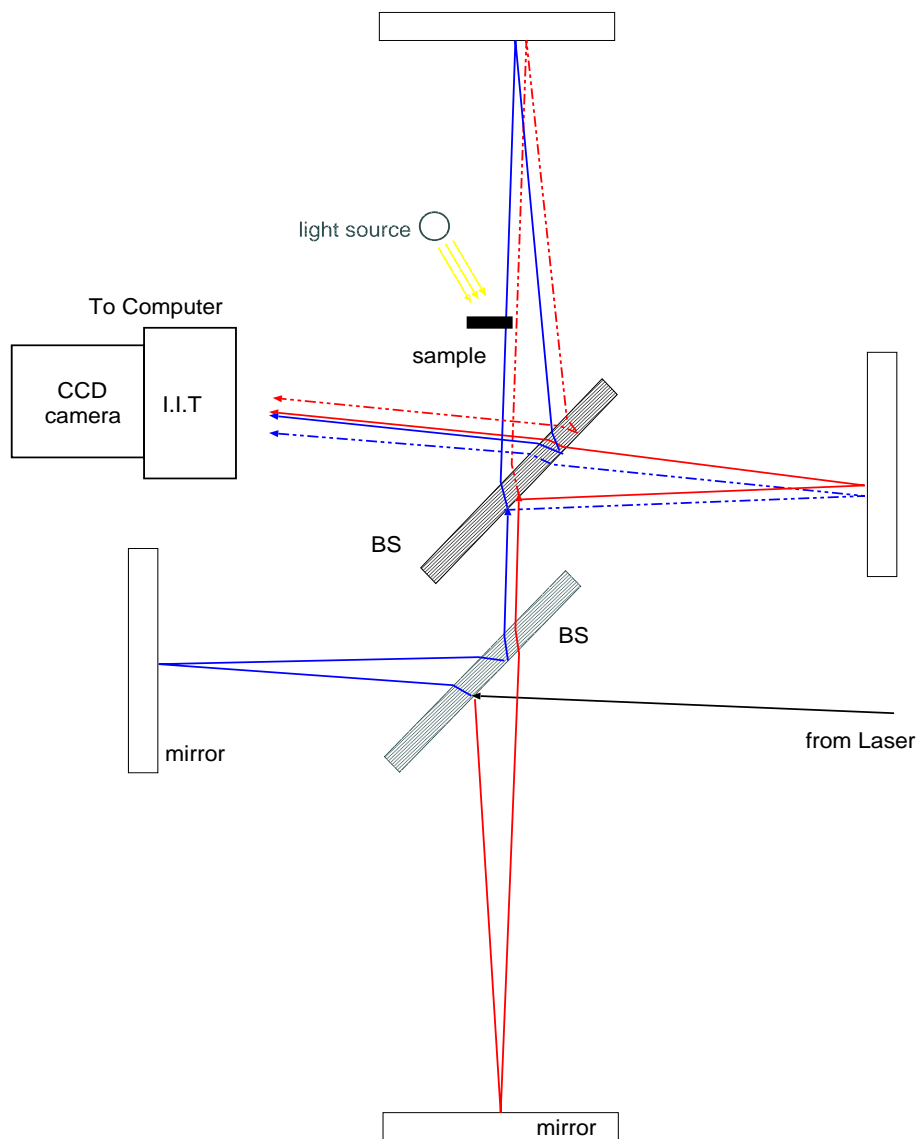


図 17: -白色光源を用いた場合のセットアップ-BS はビームスプリッター、M はミラーを表す。

レーターが励起していない状態で画像データを 10 枚取り、次に白色光源を用いてシンチレーターを励起させてデータを 10 枚取り、またシンチレーターを励起させずにデータを 10 枚取るという方法をとった (図 16)。データは全てで 30 枚である。

1. シンチレーターを白色光源によって静的な励起状態にしない場合 10 枚<non1>
2. シンチレーターを白色光源によって静的な励起状態にする場合 10 枚<excite>
3. シンチレーターを白色光源によって静的な励起状態にしない場合 10 枚<non2>

最後に、行なった実験は、パルスレーザーを用いて「シンチレーターを静的な励起状態にした場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか。」である。この測定の目的はCWレーザーの時と同じであるが、それらの影響をパルスレーザーを用いて観測することができるか。ということである。

パルスレーザーは、1.1Hzの周期で一発のパルスレーザー光を出す。CWレーザーの時と異なり、パルスレーザーの場合はレーザー光が出る周期に対して同期をとって画像を撮らないと、期待するイベントのデータを撮ることができない。そこで、レーザーから出るパルスと同期した出力信号をCAMACモジュールのADCのgateに入れて、LAM信号を立て、レーザーの周期と同期を取った。LAMを立てる周期はコンピュータの内部処理時間の問題から、1.1Hzでは確実に同期の撮れた画像データを得ることができないので、CAMACモジュールのCoincidence回路のVetoを用いることで、実際のパルスレーザーの出すパルス光の二発に一発を画像データとして得るようにした。

データの取り方は1.8秒間隔で1枚づつ交互に、シンチレーターが励起してないときのデータ、励起しているときのデータ、励起してないときのデータ、励起しているときのデータ.....というふうに連続的にデータを取った。

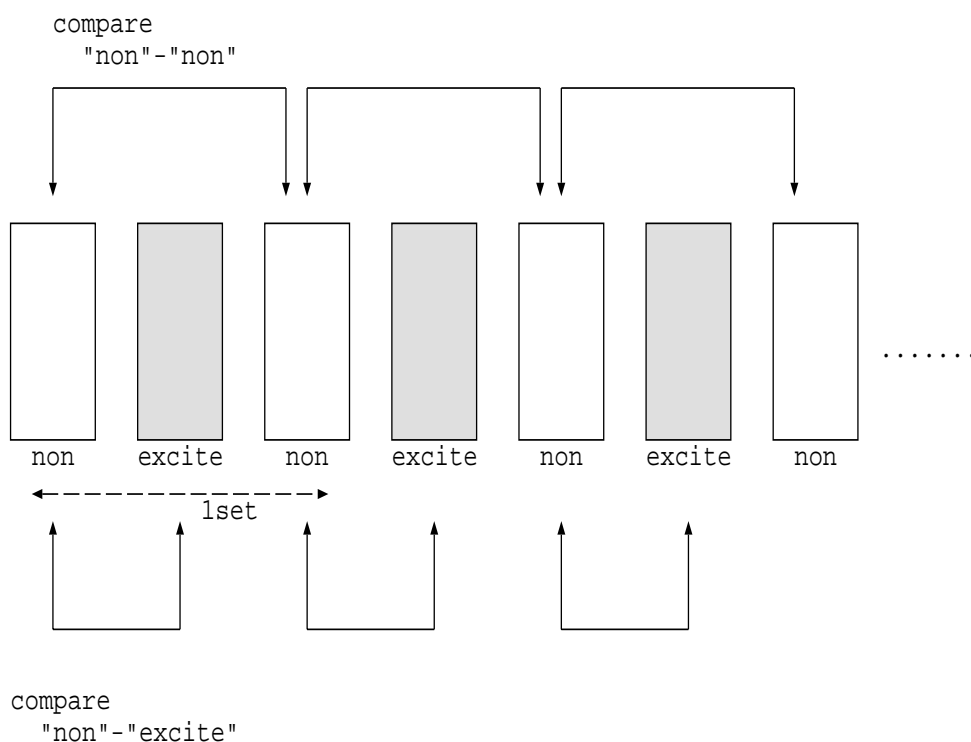


図 18: パルスレーザーを用いた実験でのデータの取り方

シンチレーターが励起してないときのデータを<non>、シンチレーターが励起しているときのデータを<excite>と呼ぶことにする。

Veto とは、まず、Coincidence 回路からの出色信号の一つをゲートジェネレーター (G.G.) に送り、G.G. は入力信号があった瞬間から 1.5 秒間のパルス幅を持った信号を出す。この信号を Coincidence 回路の Veto 入力に入れ、レーザーからの同期信号と Veto との AND をとるようにする。Veto 入力は、入力信号があったときは偽、ないときは真になる。つまり、Coincidence 回路は、レーザーからの同期信号を受けた瞬間は真になり出力信号を出す、その出力信号が G.G. を経由して Veto に入ってきた瞬間、偽になり出力を出さなくなる。こうして、レーザーからの出力信号の一発目は出力信号が出て、データを取るが、二発目は、一発目の信号が G.G. を経由して、Veto 入力に入っているため出力信号が出ずにデータを取らないのである (図 19)。

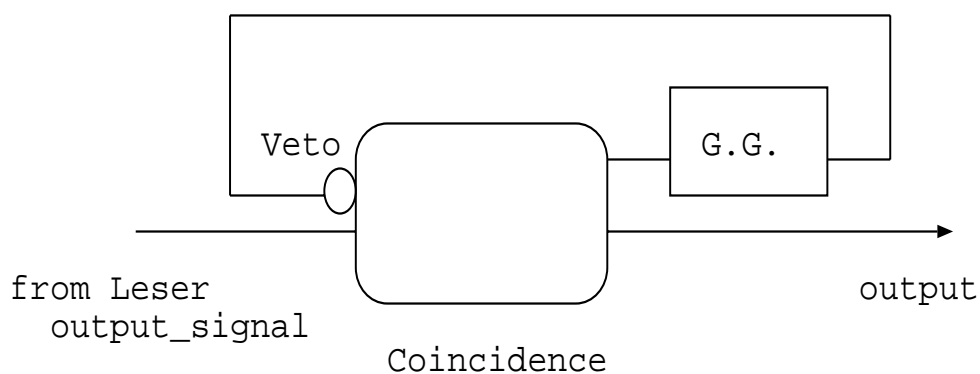


図 19: Veto を使った回路

5 データの解析

5.1 Kolmogorov 法

障害物・励起が干渉模様を与える変化の違いを比較するために、Kolmogorov 法を用いた⁷。これは確率分布の類似性を扱うための統計的手法であり、その分布の類似性を probability というパラメータで、より類似していると判断すると”1”に近い値を、より類似していないと判断すると”0”に近い値を返すというものである。

ここでは、Kolmogorov 法の原理について説明する。二つの分布を比較するとき、その二つの母集団 Π_1 、 Π_2 の分布関数 $F^{(1)}(x)$ 、 $F^{(2)}(x)$ について、どのようにその確率分布の類似性を扱うのかということ、それぞれの母集団から標本

$$\begin{aligned} F^{(1)}(x) &\Rightarrow (x_1^{(1)}, x_2^{(1)}, \dots, x_m^{(1)}) \\ F^{(2)}(x) &\Rightarrow (x_1^{(2)}, x_2^{(2)}, \dots, x_n^{(2)}) \end{aligned}$$

をとり、各標本内で大きさの順に並べ、標本累積分布関数 $F^{(1)}(x)$ 、 $F^{(2)}(x)$ をつくる。

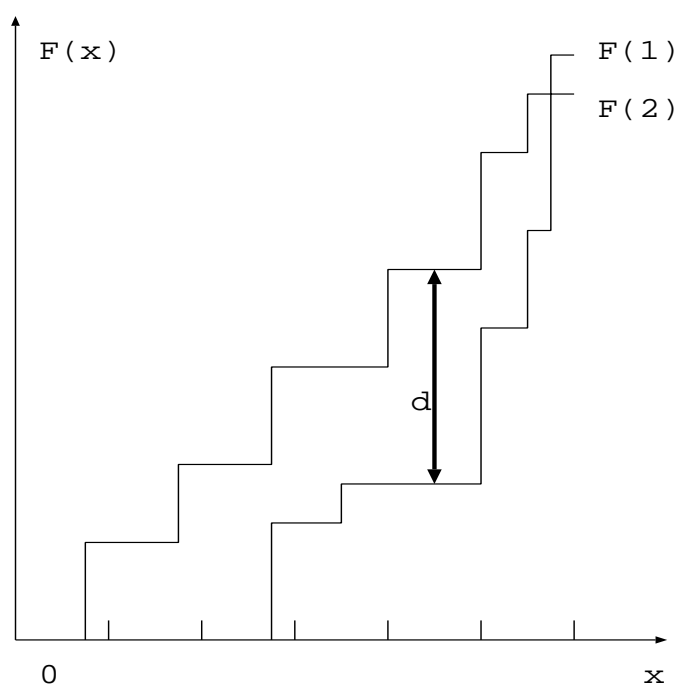


図 20: 二標本累積分布関数の比較

そして、

$$d_{n,m} = \max_x |F_m^{(1)}(x) - F_n^{(2)}(x)| \quad (41)$$

を検定統計量に用いる。図 20 について、横軸に $F_m^{(1)}(x)$ 、縦軸に $F_n^{(2)}(x)$ を取って書き換えた図が図 21 である。

⁷ 参照：参考文献 [6]、[7]

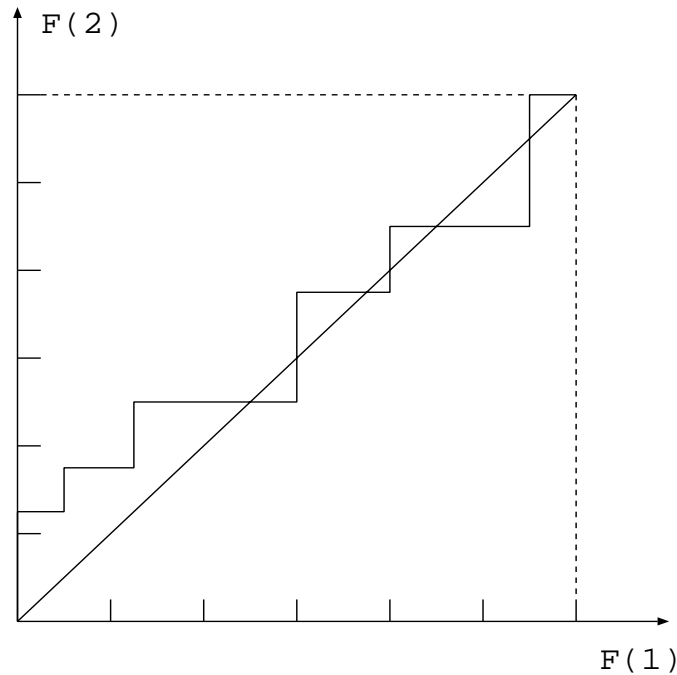


図 21: $F_m^{(1)}(x)$ と $F_n^{(2)}(x)$

これは、二つの標本を全て混ぜて、大きさの順に並べ直し (例えば、 $(x_1^{(1)}, x_2^{(1)}, x_1^{(2)}, x_3^{(1)}, x_2^{(2)}, \dots)$ のように)、 $(0, 0)$ を出発点として、 $x^{(1)}$ がきたら、 $F_m^{(1)}(x)$ 方向へ 1 単位だけ、 $x^{(2)}$ がきたら、 $F_n^{(2)}(x)$ 方向へ 1 単位だけ軸に沿って動かす、という方法によって書くことができる。

簡単のためにいま、 $n = m$ の場合で考えるとき、probability は、

$$Pr[d_{n,n} > \frac{k}{n}] \quad (42)$$

という式で、与えられ、その probability の値は、各 n 、 k の値に対して与えられている。逆に言えば、

$$Pr[d_{n,n} > \frac{k}{n}] \geq \alpha \quad (43)$$

を満たす最大の k を各 n 、 α について与えるのである。これは Birnbaum-Hall によって計算されている⁸。例えば、 $\alpha = 0.025$ を取ると、表 1(付録 A) から $n = 40$ のとき、 $k = 13$ を得る。すなわち、表 3(付録 B) をみると、式 43は、

$$Pr[d_{40,40} > \frac{12}{40}] = 0.028603 \quad (44)$$

となる。この場合、比較している二つの $F_m^{(1)}(x)$ 、 $F_m^{(2)}(x)$ の分布が、例えば、図 22のように $(0, 0)$ から (n, n) までの間で、限界線 (図 22の点線) に触れてしまったとすると、 $F_m^{(1)}(x)$ 、 $F_m^{(2)}(x)$ の分布はここで与えた probability 値を満たさないことになる。だから、この場合の probability 値を求めるためには、限

⁸参照：付録 A

界線を決める k の値を大きくしていき、それによって与えられる probability 値で、新たに評価する。そして、 $F_m^{(1)}(x)$ 、 $F_m^{(2)}(x)$ の分布が、図 22 の図で、 $(0, 0)$ から (n, n) までの間で、限界線に触なくなったときの probability 値が、比較している二つの分布の求める probability 値になるのである。

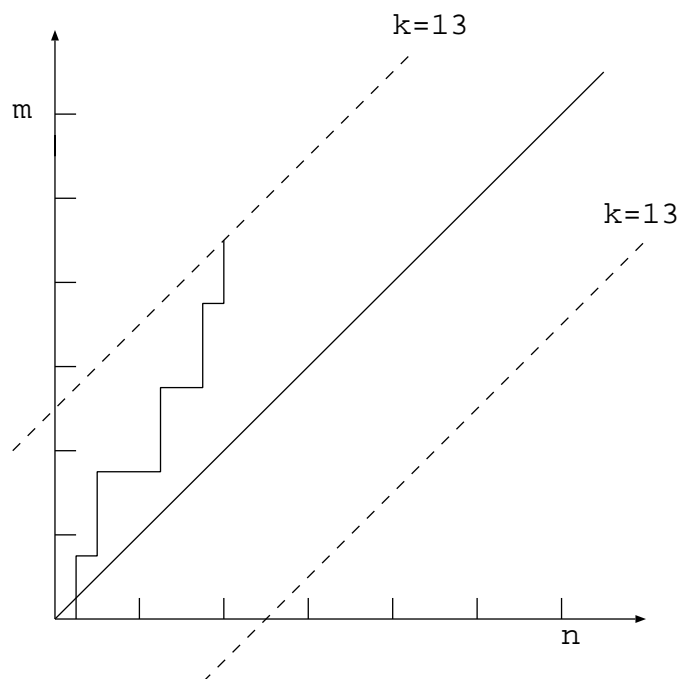


図 22:

この Kolmogorov 法が実際に取れる画像データを、どのように比較するのかを図 23、図 24、図 25 に示す。図 23 は比較している二つの分布の probability 値が 0.96 を与えるものを示している。probability 値は完全に一致した場合のみ 1 を与えるので、この比較している二つの分布はかなり似ているといえる。図 24 は比較している二つの分布の probability 値が 0.46 を与えるものを示している。図 25 は、比較している二つの分布の probability 値が 0.00 を与えるものを示している。比較する二つの分布が全く似ていないとき、probability 値は 0 となるので、このとき比較している二つの分布は全く似ていないということができる。

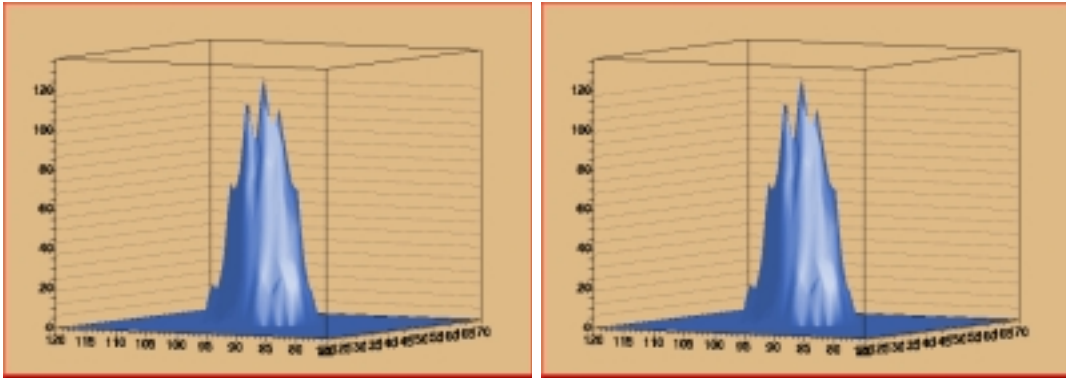


図 23: probability が 0.96 を与える 2 つの分布

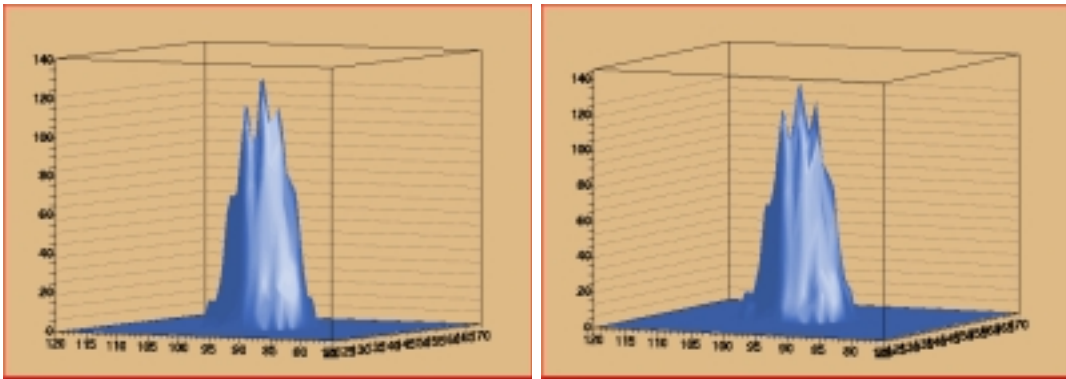


図 24: probability が 0.46 を与える 2 つの分布

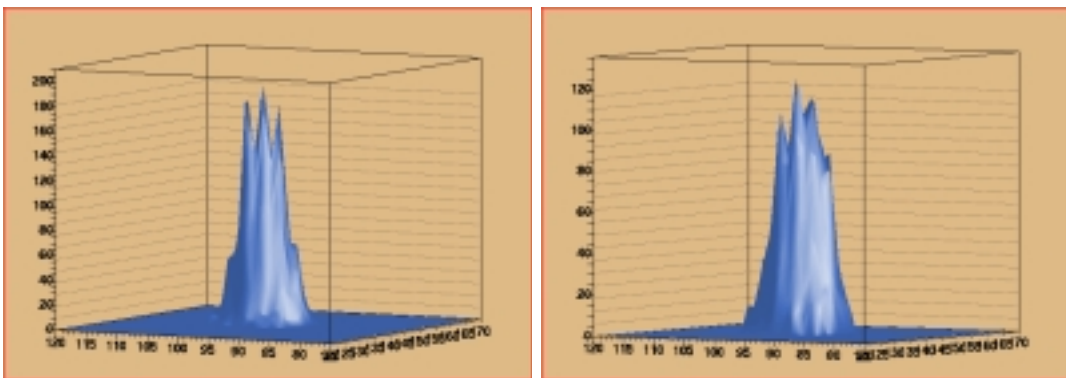


図 25: probability が 0.00 を与える 2 つの分布

5.2 Kolmogorov 法による解析

得られた画像データを Kolmogorov 法によって、評価した結果を次に示す。まず、CW レーザーを用いて、静的な障害物をおいた場合のデータについての解析方法について述べる。障害物をおいた場合のデータとおかない場合のデータを比較するために、障害物をおかない場合のデータ同士で、probability 分布を出し、その分布と、障害物をおかない場合のデータと障害物をおいた場合のデータとの probability 分布を比較するというを行なった。この二つの分布が、異なる分布を示している、障害物をおいた場合のデータがより probability 値=0 に近いところに偏った分布を示している、障害物によるレーザー光への影響が見えているということが言えるだろう。

図 26 に示すのは、<non1> の 10 枚のデータ全ての、可能な 2 枚の組合せの probability 値の分布 (図 26 の青) と、<non1> の 10 枚のデータと <static> の 10 枚のデータとの 2 枚の組合せの probability 分布 (図 26 の赤) である。青の分布は probability 値の "0" から "1" まで万弁なく広く分布しているのに対して、赤の分布は probability 値が "0" の所にほぼ偏った分布を示している。これは、障害物をおいてない場合の干渉模様と、障害物をおいている場合の干渉模様は、全く似ていないということを示している。また、図 27 に、図 26 と同様にして得られた <non2> と <static> の分布を示す。この場合も、明らかに <non2> と <static> を比べた分布は probability 値が "0" のところに偏って立っており、障害物による影響がはっきりと見えていると言える。

次に、CW レーザーを用いて、シンチレーターを静的な励起状態にした場合のデータを示したのが、図 28 と図 29 である。このヒストグラムも、障害物をおいた場合の図 26 と同様にして得られる。図 28 は、<non2> の 10 枚のデータ全ての、可能な 2 枚の組合せの probability 値の分布 (図 28 の青) と、<non2> の 10 枚のデータと <excite> の 10 枚のデータとの 2 枚組合せの probability 分布 (図 28 の赤) である。図 29 は、図 28 と同様にして得られた <non2> と <static> の分布である。この場合は、障害物をおいた場合とは異なり、シンチレーターを励起状態にした場合と、励起状態にしない場合とで、分布の違いがほとんど見えていないと言えるだろう。

最後に、パルスレーザーを用いて、シンチレーターを静的な励起状態にした場合についてであるが、測定環境上、レーザーには系統的な誤差がつき、レーザーは常に揺らいでいる。そこで、データを公平に比較するために、図 18 に示すように、<non>-<excite>-<non> の 3 枚を一組とし、この 3 枚の中の始めの <non> と最後の <non> が、非常に類似している場合のデータだけに注目することにした。ここで、始めの <non> と最後の <non> が、非常に類似している場合、その間の約 4 秒間で、システムが安定であるという仮定をした。

図 30 に、3 枚を一組とした始めの <non> と最後の <non> を比較した分布を、図 31 に、3 枚を一組とした始めの <non> と <excite> を比較した分布を示す。ここで、始めの <non> と最後の <non> を比較したのも、probability 値が "0" の近くのものが多いがこれはレーザーの揺らぎなどの原因によるものである。そして、3 枚の中の始めの <non> と最後の <non> が、非常に類似している場合を、ここでは、probability が 0.3 以上のときに、比較した二つの分布は類似していると決めた。これは、強度分布の三次元ヒストグラム (図 15) を目で見えて決めた値である。

図 30 の分布を図 32 に示すように、probability > 0.3 でカットをかけたとき、図 31 の分布は図 33 のように、probability 値が "0" の近くのものしか残らないという結果になった。

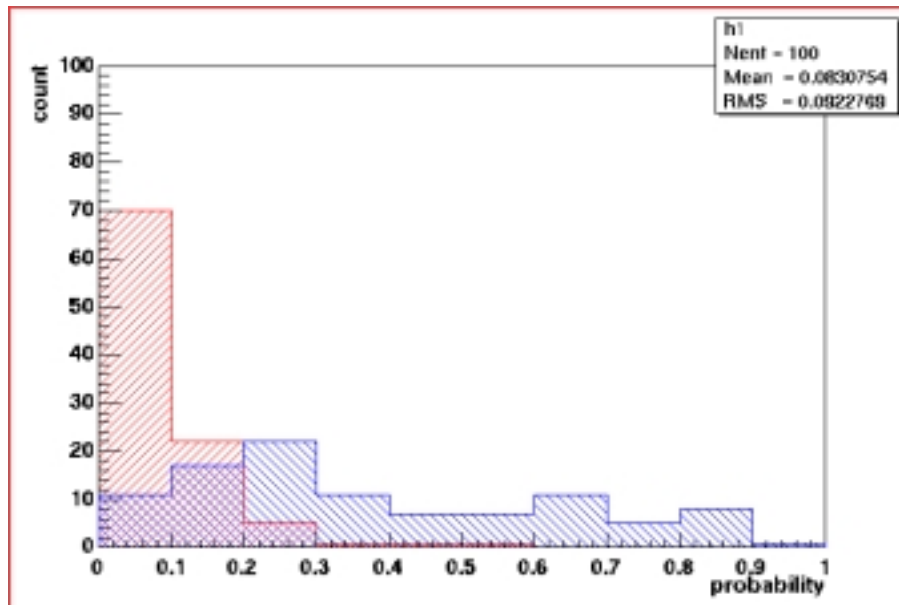


図 26: 静的な障害物をおいた場合の probability 分布
 (青の分布が<non1>10 枚 × <non1>10 枚で 45 イベント , 赤の分布が<non1>10 枚 × <static>10 枚で 100 イベント)

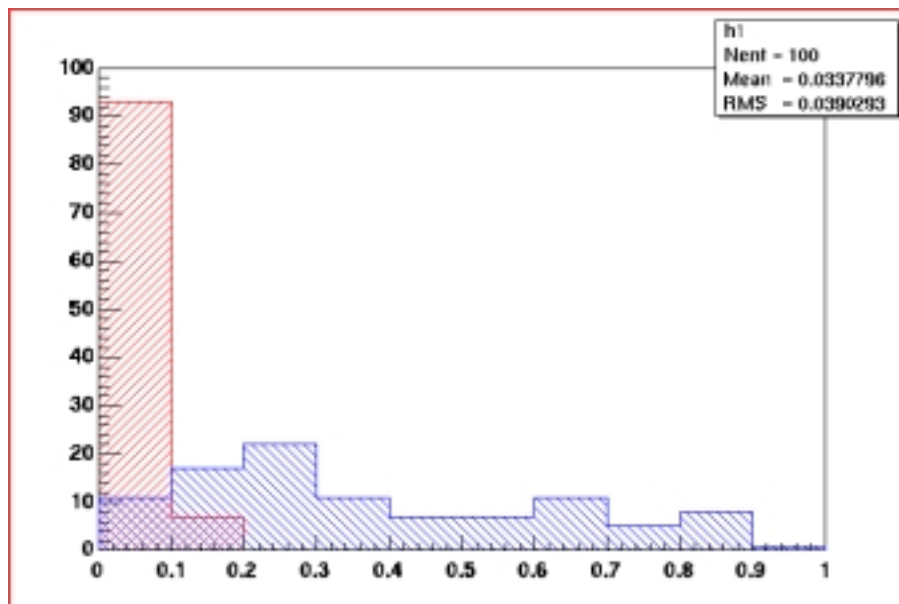


図 27: 静的な障害物をおいた場合の probability 分布
 (青の分布が<non2>10 枚 × <non2>10 枚で 45 イベント , 赤の分布が<non2>10 枚 × <static>10 枚で 100 イベント)

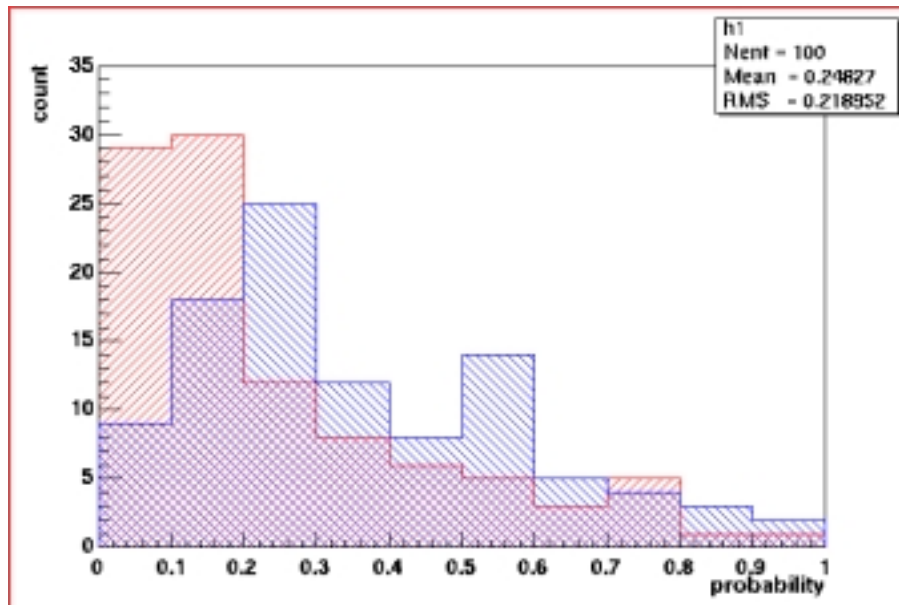


図 28: シンチレーターを静的な励起状態にした場合の probability 分布
 (青の分布が<non2>10 枚 × <non2>10 枚で 45 イベント , 赤の分布が<non2>10 枚 × <excite>10 枚で 100 イベント)

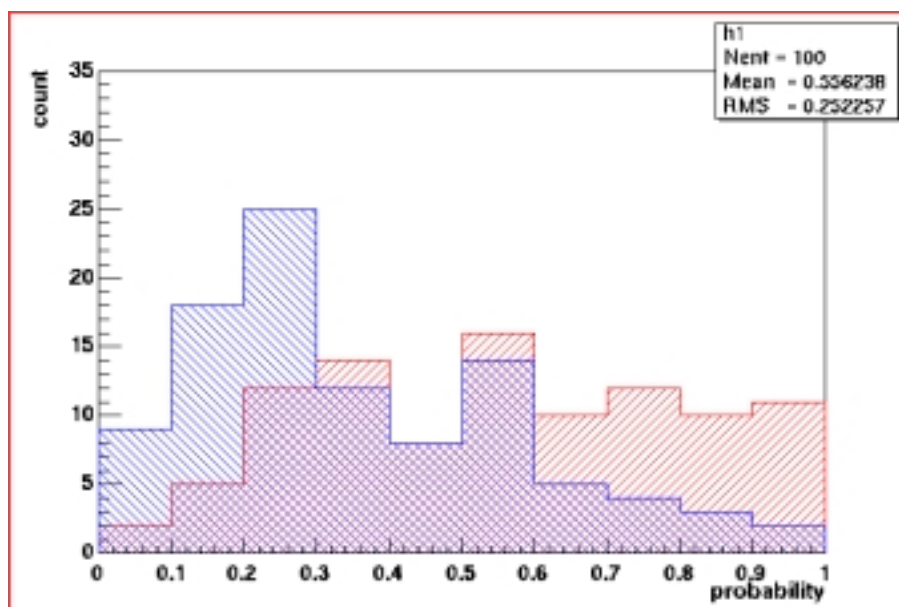


図 29: シンチレーターを静的な励起状態にした場合の probability 分布 2
 (青の分布が<non2>10 枚 × <non2>10 枚で 45 イベント , 赤の分布が<non2>10 枚 × <excite>10 枚で 100 イベント)

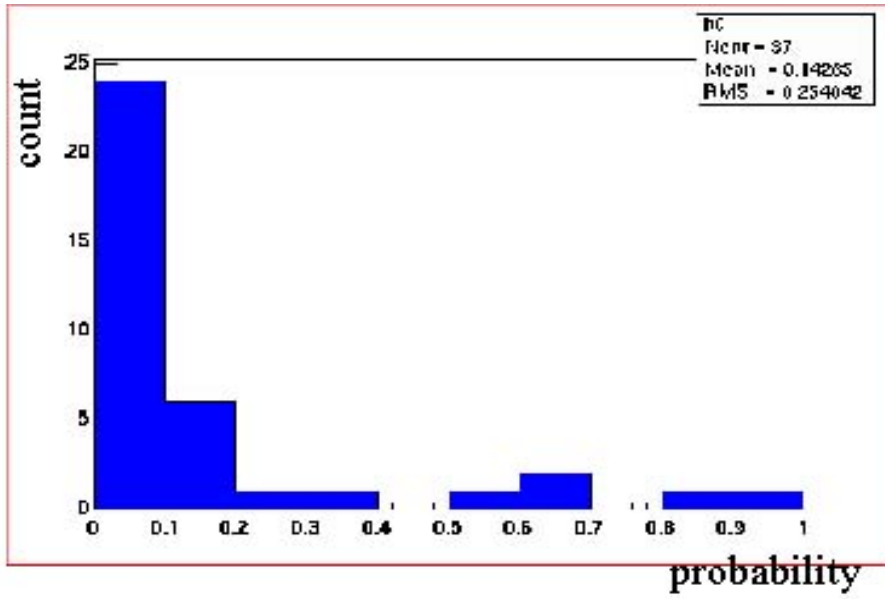


図 30: <non> x <non>の分布。probability=1 の近くに偏って分布しているのは、系統誤差によるものと考えられる。

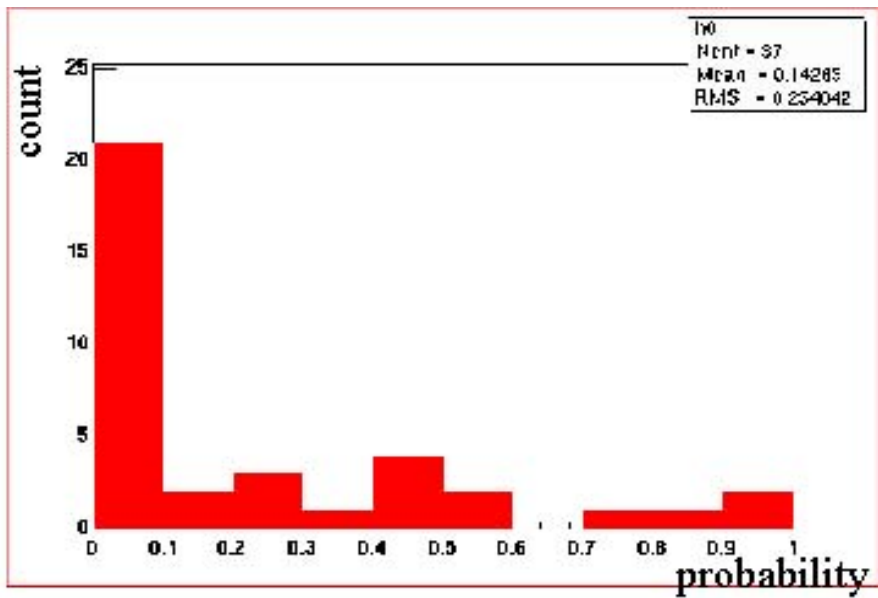


図 31: <non> x <excite>の分布。

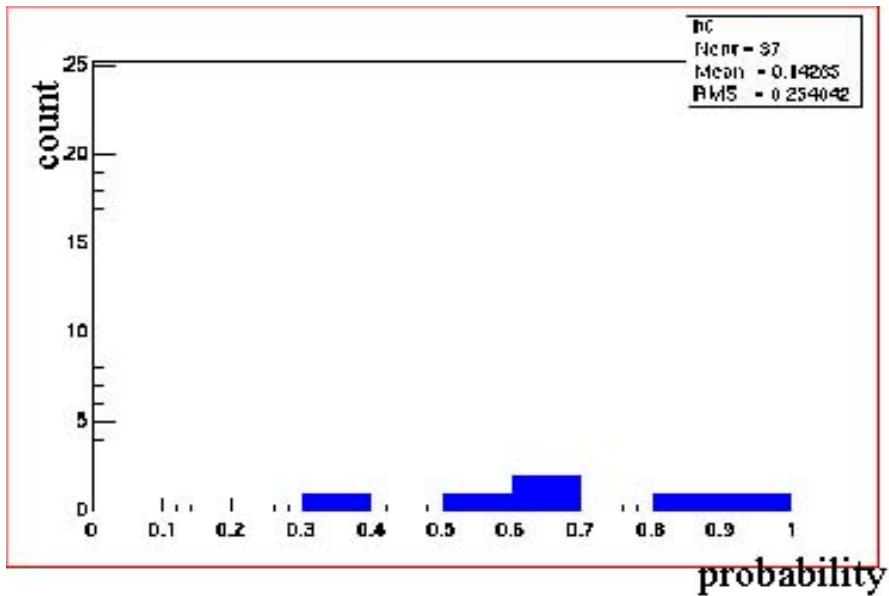


図 32: <non> x <non>の分布。三枚一組の始めの<non>と最後の<non>が似ているところだけ取り出した分布。この図のように probability>0.3 というカットをかける。

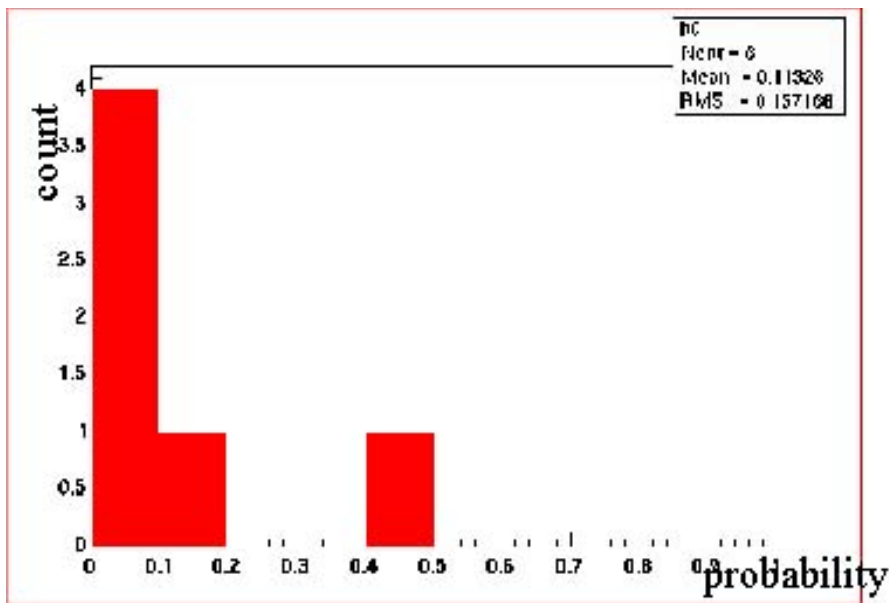


図 33: <non> x <excite>の分布。probability=0 に偏ったところしか残らない分布が得られる。

6 結果

「静的な障害物をおいた場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか」という実験については、障害物をおいてない場合の probability 分布 (図 26 の青) に対して、障害物をおいている場合の probability 分布 (図 26 の赤) は明らかに異なっていて、probability 値がより、“0” に偏った分布を示している。つまり、静的な障害物をおいた場合、その干渉模様は障害物をおいた場合の干渉模様と全く異なっているといえるので、結論として、干渉計を用いてその干渉模様から障害物の影響を観測することができたといえる。

「シンチレーターを静的な励起状態にした場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか」という実験については、シンチレーターが白色光源によって励起されているときの分布と比べて、励起されていないときの分布は明らかに異なって、probability 値が“0” に偏った分布を示しているということはいえない。つまり、シンチレーターを静的な励起状態にした場合、その干渉模様は励起状態にしていない場合の干渉模様と異なっているといえないので、シンチレーターに起きる静的な励起状態の影響が、干渉計を用いてその干渉模様から観測することができたとはいえないだろう。

「シンチレーターを静的な励起状態にした場合、干渉模様の変化としてその影響を見ることができるか」という実験については、シンチレーターが励起していないときの、二つのデータが非常に類似しているときに、その間のシンチレーターが励起しているときのデータは、シンチレーターが励起していないときのデータと比べると非常に類似していない傾向が見える。つまり、シンチレーターを静的な励起状態にした場合、その干渉模様は励起状態にしていない場合の干渉模様と異なっているといえるので、干渉計を用いてその干渉模様から静的な励起の影響を観測できる傾向が見えたといえる。

7 考察と今後

本研究で製作した実験装置で、レーザー光を用いた干渉計でシンチレーターに起こる分極の影響を観測できる傾向が見えた。パルスレーザーで見えて、CW レーザーでは分極の影響が見えなかったのは、CW レーザーの場合は常にレーザー光自身がビームの径で、シンチレーターを励起しているため外部から白色光源をあてて励起させても、その変化は微小で確認できなかったのだらうと思われる。一方、パルスレーザーではレーザー光がシンチレーターを透過する前に、白色光源でシンチレーターを励起させるので、シンチレーターが励起している状態でレーザー光が透過する場合と、シンチレーターが励起していない状態でレーザー光が透過する場合という異なる環境によって、シンチレーターに起こる分極の影響が見えたと考えられる。

この研究で、レーザー光を用いた干渉計で物質に起こる静的な励起の影響を観測できることが分かったので、次のステップとしては、放射線を用いて放射線がシンチレーターに与える影響を、レーザー光の干渉パターンから観測できるか試すことである。そして、放射線がいつ物質に入射したのかを保証するための放射線トリガー部分は3.2で述べたように、すでに製作済みである。

実験装置についての問題点としては、まず画像データとして見ている干渉パターンが、正しく光の自己相関の干渉になっていない点が挙げられる。一つのレーザーパルス光を二つに分離し、その二つのパルスの重ね合わせによる干渉パターンを見ていることは見ているのだが、重ね合わせるべき二つのレーザーパルス光が完全に平行になり、分離する前のレーザー光の同じポイント同士をきちんと重なり合わせることはできなかった。これは、主にミラー、ビームスプリッタの調整によるものであるが、二つに分離したパルス光を完全に平行にするのは、今回のシステムでは現実的に不可能であった。

次に、取れるデータに含まれる系統誤差を押さなければならない。空気の揺れや、ほこり、床から伝わる僅かな振動によって、レーザー光の強度やプロファイルが変化してしまうため、まったく同じ環境にしてとった干渉パターンの画像データでさえも、まったく異なる干渉パターンになってしまうことが多々あった。今後は、このような系統的な誤差をおさえながら、もっと統計量を増やしてデータを確かなものにする必要があるだろう。

そして、異なる時間にとったデータを比較するためのデータの規格化として今回は非干渉光を利用したが、系統誤差を押えるという意味でも、規格化を干渉光自身でおこなえるならば、より統計誤差を押えることができるだろう。つまり、干渉光の一部分に常に分極の影響がのらない部分を作り、その部分をもって干渉パターンを規格化できるようなことができれば、より誤差を押えた測定ができるだろう。

また、今回の実験装置について、CCD カメラから送られてくる画像データをパソコンに取り込む際に利用しているビデオキャプチャカードは、3.3でも述べたように、光度の情報を0~255の数字で表す。分極の影響という非常に僅かな変化を干渉パターンから観測しようとする場合、このビデオキャプチャカードの分解能は高い方が、より小さな変化を観測することができるはずである。今後は放射線によって起こる分極の変化がレーザー光にどれだけの影響を与えるはずであるのか、その場合の干渉パターンはどのように見えるはずであるのか、といったシュミレーションをし、そのシュミレーションから、ビデオキャプチャカードの分解能を検討する必要があるだろう。

参考文献

- [1] ランダウ=リフシッツ著「電磁気学=連続媒質の電磁気学=2」東京図書(1965)
- [2] 丹慶 勝市、長岡 洋介著「例解 電磁気学演習」『物理入門コース演習』岩波書店(1990)
- [3] ニコラス ツルファニディス著、阪井 英次訳「放射線計測の理論と演習 上巻・下巻」現代工学社(1986)
- [4] 谷田貝 豊彦著「光とフーリエ変換 5」『現代人の物理』朝倉書店(1992)
- [5] 大林 康二、渡部 三雄編「物理学基礎実験」共立出版(1992)
- [6] W.T.EADIE 他著「STATISTICAL METHODS in experimental physics」NORTH-HOLLAND 社(1971)
- [7] 山内二郎 編「統計数値表 JSA-1972」日本規格協会(1972)
- [8] 小方 厚著「出力短パルス電磁波とプラズマの相互作用 3. 超短パルス電磁波の計測 - レーザー加速のためのレーザー計測 - 」『プラズマ・核融合学会誌 第73巻第6号』(1997)

謝辞

まず、この卒業研究を行なうにあたって、いつも本当に熱心に御指導して下さった本間先生、杉立先生、宮村先生にお礼を言いたいと思います。ありがとうございます御座いました。そして、分からないことや困ったことがあったときに、いつも優しく教えて下さった小浜さん、蜂谷さん、中村さん、松野さんを始めとしたハドロン研究室のみなさん、ありがとうございます御座いました。

最後に共同研究者として、辛いときも、苦しいときも、常に一緒にこの実験をしてきた和田康則くんにお礼を言いたいです。迷惑ばかりかけてきましたが、こうして無事卒業研究を終えることができたのも和田くんが居たからだと思っています。本当にありがとう。

付録 A

n \ k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1										
2	.333333									
3	.600000	.100000								
4	.771429	.228571	.028571							
5	.873016	.357143	.079365	.007937						
6	.930736	.474026	.142857	.025974	.002165					
7	.962704	.575175	.212121	.053030	.008159	.000583				
8	.980109	.660140	.262673	.087024	.018648	.002486	.000155			
9	.989469	.730111	.351707	.125874	.033566	.006294	.000740	.000041		
10	.994458	.786930	.417524	.167821	.052448	.012341	.002057	.000217	.000011	
11	.997097	.832588	.479150	.211476	.074661	.020739	.004366	.000655	.000062	.000003
12	.998405	.868982	.536098	.255775	.099547	.031436	.007859	.001497	.000204	.000018
13	.999212	.897806	.588196	.299920	.126488	.044272	.012649	.002875	.000500	.000062
14	.999592	.920516	.635485	.343320	.164935	.059030	.018782	.004900	.001021	.000163
15	.999789	.938331	.678138	.385547	.204416	.075464	.026248	.007656	.001837	.000353
16	.999891	.952256	.716412	.426293	.244535	.093326	.034998	.011199	.002015	.000470
17	.999944	.963107	.750607	.465353	.284959	.112377	.044953	.015561	.002611	.000753
18	.999971	.971540	.781048	.502590	.325418	.132394	.056018	.020748	.003469	.001040
19	.999985	.978078	.808042	.539229	.365689	.153173	.068089	.026749	.004724	.001367
20	.999992	.983137	.831970	.571336	.405991	.174533	.081058	.033542	.006299	.001967
21	.999996	.987044	.853079	.602813	.444980	.196312	.094817	.041089	.008195	.002567
22	.999998	.990057	.871679	.632386	.483740	.218368	.109262	.049347	.010407	.003290
23	.999999	.992377	.888037	.660101	.521782	.240578	.124295	.058269	.012720	.004252
24	.999999	.994161	.902400	.686017	.549037	.262834	.139823	.067803	.015114	.005465
25	1.000000	.995532	.914993	.710204	.575454	.285042	.155740	.077898	.017511	.006967
26	1.000000	.996583	.926019	.732737	.598995	.307123	.172029	.088502	.020074	.008703
27	1.000000	.997389	.935662	.753697	.625638	.329008	.188557	.099562	.022808	.010790
28	1.000000	.998006	.944086	.773167	.649367	.350638	.205278	.111031	.055520	.013265
29	1.000000	.998478	.951437	.791228	.672177	.371964	.222135	.123840	.063012	.015931
30	1.000000	.998839	.957846	.807963	.694071	.392945	.239073	.135004	.070888	.018800
31	1.000000	.999115	.963430	.823454	.715054	.413545	.256045	.147420	.079120	.022851
32	1.000000	.999326	.968290	.837777	.735139	.433736	.273008	.160049	.087882	.027902
33	1.000000	.999487	.972517	.851011	.754343	.453495	.289924	.172914	.096546	.034070
34	1.000000	.999609	.976192	.863227	.772684	.472802	.306758	.185920	.105686	.041370
35	1.000000	.999703	.979384	.874495	.789184	.491645	.323481	.199054	.115077	.049848
36	1.000000	.999774	.982155	.884880	.806847	.510011	.340066	.212287	.124894	.059489
37	1.000000	.999828	.984540	.894447	.822757	.527893	.356488	.225591	.134514	.070367
38	1.000000	.999869	.986445	.903253	.837879	.545287	.372728	.238941	.144515	.082597
39	1.000000	.999901	.988453	.911355	.852262	.562189	.388766	.252313	.154874	.096135
40	1.000000	.999925	.990019	.918805	.865931	.578600	.404587	.265687	.164973	.097075
41	1.000000	.999943	.991376	.925652	.878915	.594521	.420178	.279043	.175391	.104602
42	1.000000	.999957	.992550	.931941	.891240	.609955	.435527	.292362	.185911	.112303
43	1.000000	.999967	.993586	.937716	.902932	.624907	.450623	.305629	.196516	.120163
44	1.000000	.999975	.994445	.943016	.914020	.639382	.465458	.318829	.207191	.128169
45	1.000000	.999981	.995206	.947879	.924529	.653387	.480025	.331948	.217919	.136309
46	1.000000	.999986	.995843	.952338	.934484	.666929	.494319	.344974	.228687	.144869
47	1.000000	.999989	.996431	.956425	.943911	.680017	.508335	.357895	.239493	.152938
48	1.000000	.999992	.996921	.960172	.952634	.692660	.522069	.370703	.250293	.161404
49	1.000000	.999994	.997345	.963403	.961277	.704867	.535520	.383387	.261107	.169957
50	1.000000	.999995	.997711	.966746	.969262	.716647	.548685	.395940	.271914	.178587

表 1: -Kolmogorov-Smirnov の検定-二標本の場合のパーセント点を与える表 1

$$k_{2\alpha}(n) : Pr[d_{n,n} \geq \frac{k_{2\alpha}(n)}{n}] \geq 2\alpha \quad (\text{両側})$$

$$k_{\alpha}(n) : Pr[d_{n,n} \geq \frac{k_{\alpha}(n)}{n}] \geq \alpha \quad (\text{片側})$$

	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	λ	n
												1
												2
												3
												4
												5
												6
												7
												8
												9
												10
												11
.000001												12
.000005	.000000											13
.000019	.000001											14
.000052	.000006											15
												16
.000120	.000017	.000002										17
.000238	.000040	.000005										18
.000429	.000083	.000013	.000002									19
.000714	.000156	.000028	.000004									20
.001116	.000270	.000056	.000010	.000001								21
												22
.001657	.000439	.000100	.000019	.000003								23
.002358	.000674	.000188	.000036	.000007	.000001							24
.003241	.000990	.000288	.000063	.000013	.000002							25
.004321	.001401	.000406	.000104	.000023	.000005	.000001						26
.005614	.001921	.000591	.000163	.000040	.000008	.000002						27
												28
.007134	.002561	.000832	.000244	.000064	.000015	.000003	.000001					29
.008890	.003334	.001138	.000352	.000098	.000025	.000005	.000001					30
.010890	.004290	.001518	.000494	.000146	.000038	.000009	.000002					31
.013140	.005319	.001979	.000675	.000210	.000058	.000015	.000003	.000001				32
.015643	.006548	.002530	.000900	.000293	.000087	.000024	.000006	.000001				33
												34
.018401	.007946	.003178	.001175	.000400	.000125	.000036	.000009	.000002				35
.021412	.009516	.003931	.001505	.000533	.000174	.000052	.000014	.000004	.000001			36
.024674	.011264	.004793	.001897	.000697	.000237	.000074	.000021	.000006	.000001			37
.028185	.013193	.005772	.002356	.000895	.000316	.000103	.000031	.000009	.000002			38
.031940	.015305	.006871	.002886	.001132	.000414	.000140	.000044	.000013	.000003			39
												40
.035932	.017600	.008296	.003492	.001410	.000532	.000187	.000061	.000019	.000005			41
.040156	.020076	.009449	.004179	.001735	.000675	.000245	.000083	.000026	.000008			42
.044604	.022739	.010932	.004951	.002109	.000843	.000316	.000111	.000036	.000011			43
.049269	.025582	.012550	.005810	.002535	.001041	.000402	.000146	.000049	.000016			44
.054141	.028603	.014302	.006761	.003018	.001271	.000504	.000188	.000066	.000022			45
												46
.059213	.031800	.016189	.007805	.003560	.001535	.000624	.000239	.000086	.000029			47
.064476	.035185	.018213	.008947	.004165	.001835	.000765	.000301	.000112	.000039			48
.069921	.038707	.020372	.010186	.004834	.002175	.000927	.000374	.000142	.000051			49
.075540	.042409	.022667	.011526	.005571	.002557	.001114	.000460	.000180	.000066			50
.081322	.046271	.025096	.012966	.006377	.002983	.001326	.000559	.000224	.000085			51
												52
.087259	.050287	.027658	.014509	.007255	.003455	.001565	.000674	.000276	.000107			53
.093343	.054453	.030351	.016155	.008206	.003975	.001834	.000806	.000337	.000134			54
.099584	.058763	.033173	.017903	.009231	.004545	.002135	.000956	.000408	.000165			55
.105914	.063212	.036122	.019754	.010333	.005166	.002468	.001125	.000489	.000203			56
.112385	.067795	.039195	.021708	.011512	.005842	.002835	.001315	.000582	.000246			57

表 2: -Kolmogorov-Smirnov の検定-二標本の場合のパーセント点を与える表 2

$$k_{2\alpha}(n) : Pr[d_{n,n} \geq \frac{k_{2\alpha}(n)}{n}] \geq 2\alpha \quad (\text{両側})$$

$$k_{\alpha}(n) : Pr[d_{n,n} \geq \frac{k_{\alpha}(n)}{n}] \geq \alpha \quad (\text{片側})$$

付録 B

n	α (片側)		α (両側)	
	.10	.05	.025	.01
3	3 (.1000)	3 (.0660)	4 (.0286)	5 (.0079)
4	4 (.0286)	4 (.0286)	5 (.0079)	5 (.0079)
5	4 (.0794)	4 (.0794)	5 (.0079)	5 (.0079)
6	4 (.1429)	5 (.0260)	5 (.0260)	6 (.0022)
7	5 (.0530)	5 (.0530)	6 (.0081)	6 (.0081)
8	5 (.0870)	5 (.0870)	6 (.0186)	7 (.0025)
9	5 (.1259)	6 (.0336)	6 (.0336)	7 (.0063)
10	5 (.1678)	6 (.0524)	7 (.0123)	7 (.0123)
11	6 (.0747)	6 (.0747)	7 (.0207)	8 (.0044)
12	6 (.0995)	6 (.0995)	7 (.0314)	8 (.0079)
13	6 (.1265)	7 (.0443)	7 (.0443)	8 (.0126)
14	6 (.1549)	7 (.0590)	8 (.0188)	8 (.0188)
15	6 (.1844)	7 (.0755)	8 (.0262)	9 (.0077)
16	7 (.0933)	7 (.0933)	8 (.0350)	9 (.0112)
17	7 (.1124)	8 (.0450)	8 (.0450)	9 (.0156)
18	7 (.1324)	8 (.0540)	9 (.0207)	10 (.0067)
19	7 (.1532)	8 (.0681)	9 (.0267)	10 (.0092)
20	7 (.1745)	8 (.0811)	9 (.0335)	10 (.0123)
21	7 (.1963)	8 (.0948)	9 (.0411)	10 (.0159)
22	8 (.1093)	9 (.0493)	9 (.0493)	11 (.0073)
23	8 (.1243)	9 (.0583)	10 (.0247)	11 (.0095)
24	8 (.1398)	9 (.0676)	10 (.0299)	11 (.0120)
25	8 (.1558)	9 (.0779)	10 (.0356)	11 (.0148)
26	8 (.1720)	9 (.0885)	10 (.0418)	11 (.0181)
27	8 (.1886)	9 (.0996)	10 (.0484)	12 (.0089)
28	9 (.1110)	10 (.0555)	11 (.0256)	12 (.0109)
29	9 (.1229)	10 (.0630)	11 (.0299)	12 (.0131)
30	9 (.1350)	10 (.0709)	11 (.0346)	12 (.0156)
31	9 (.1474)	10 (.0791)	11 (.0396)	12 (.0184)
32	9 (.1601)	10 (.0877)	11 (.0449)	13 (.0095)
33	9 (.1729)	10 (.0965)	12 (.0247)	13 (.0113)
34	9 (.1859)	11 (.0644)	12 (.0282)	13 (.0132)
35	9 (.1991)	11 (.0825)	12 (.0319)	13 (.0153)
36	10 (.1247)	11 (.0690)	12 (.0359)	13 (.0176)
37	10 (.1345)	11 (.0757)	12 (.0402)	14 (.0094)
38	10 (.1445)	11 (.0826)	12 (.0446)	14 (.0109)
39	10 (.1547)	11 (.0897)	12 (.0493)	14 (.0126)
40	10 (.1650)	11 (.0971)	13 (.0266)	14 (.0143)
41	10 (.1754)	12 (.0592)	13 (.0318)	14 (.0162)
42	10 (.1859)	12 (.0645)	13 (.0352)	14 (.0182)
43	10 (.1965)	12 (.0699)	13 (.0387)	15 (.0102)
44	11 (.1282)	12 (.0755)	13 (.0424)	15 (.0115)
45	11 (.1363)	12 (.0813)	13 (.0463)	15 (.0130)
46	11 (.1446)	12 (.0873)	14 (.0277)	15 (.0145)
47	11 (.1529)	12 (.0933)	14 (.0304)	15 (.0162)
48	11 (.1614)	12 (.0994)	14 (.0332)	15 (.0179)
49	11 (.1700)	13 (.0632)	14 (.0361)	15 (.0196)
50	11 (.1786)	13 (.0678)	14 (.0392)	16 (.0115)

表 3: -Kolmogorov-Smirnov の検定-二標本の場合の $d_{n,n}$ の分布