超高速ストリークカメラのダイナミックレンジに関する実験的検討

正会員 土 屋 裕[†], 正会員 三 輪 光 春[†]

あらまし 超高速ストリークカメラでは、入射する超短光パルスのパルス幅を一定にして、その強度を増して行くと、やがて観測されるパルス幅が急激に広がるという現象があり、入射光のダイナミックレンジが制限される。そこで、各種のストリークカメラについてダイナミックレンジを評価検討するとともに、入射光強度に対するパルス幅広がり の発生原因を解明するための実験検討を行った。すべてのストリークカメラのダイナミックレンジは、入射光のパルス幅やストリークカメラの掃引速度などによって決まる観測系全体の時間分解能、すなわちパルス幅の観測値に比例する。また、上記のパルス幅広がり は、管軸方向と半径方向の電子の広がり に分けて考えると便利で、その主な原因は前者の増大であり、空間電荷密度に深く関係している。しかし、クロスオーバーやその近傍での影響はない。また、超短光パルス入射に対する光電面の超短時間履歴効果は無視することができる。

1. ま え が き

超高速ストリークカメラにおいて、入射光パルスのパルス幅を一定にして、その強度を増して行くと、やがて観測されるパルス幅が急激に広がるという時間分解能の入射強度依存性が1976年にW. Friedmanらによって指摘され、実用的なダイナミックレンジは時間分解能10 psのとき約5, 30 psのとき約15, 100 psのとき約50であると報告された¹⁾。この場合、ダイナミックレンジとは、時間分解能を指定したときに計測可能な入射光強度の上限と下限の比を意味する。以来、超高速ストリークカメラのダイナミックレンジは、大きな問題となり、数々の測定結果が報告された^{2)~10)}。しかし、これらではダイナミックレンジの定義や測定法が研究者によって異なるため、測定結果に顕著な差があるにもかかわらず、これらを統一的に比較・検討することができなかった。

1978年に開催された国際会議(ICHSP, The 13th International Congress on High Speed Photography

and Photonics)では、ストリークカメラのダイナミックレンジに関する特別分科会が設けられ、定義や測定法を統一するための討論がなされ、筆者らが提案した定義や測定法¹⁰⁾も取り上げられた。この会議では一応の合意が得られたが¹¹⁾、その後も、異なる定義や測定法に基づいた議論が続いた^{12)~14)}。その後、1984年に開かれたICHSP会議の特別分科会で、再度、定義や測定法を統一することの必要性が確認され、前の特別分科会の合意内容が勧告案として採択された¹⁵⁾。この定義や測定法は、筆者らが1977年以来、提唱してきたもの^{10)16)~20)}と基本的に等価なものである。

このようなストリークカメラのダイナミックレンジは、パルス幅の観測値が規定値に広がる点の入射光強度と、パルス幅の測定が可能な最弱光パルスの入射光強度の比(上下限比)である。ところが、筆者らが開発してきたストリークカメラシステムの検出限界は、単一光電子領域に達している^{16)~20)}。この場合、パルス幅測定に必要な最少光電子数に関する議論を別にすれば、前述の下限は単一光電子域となり、これを改善することができない。このように考えたとき、ストリークカメラのダイナミックレンジは上述の上限によって決まると考えてよい。

一般に、この上限を制限する要因は、ストリーク管

[†] 浜松ホトニクス株式会社

“Experimental Investigation of the Dynamic Range of Ultrafast Streak Cameras” by Yutaka Tsuchiya and Mitsuharu Miwa (Hamamatsu Photonics K. K., Hamamatsu)

の中の空間電荷であると考えられている^{1)3)7)~9)14)21)22)}。しかし、入射光強度を大きくした時、具体的に、どの場所で、どのようにして空間電荷がパルス幅の観測値の広がり(以下では、単にパルス幅広がりと略す)に影響するのかなど、その発生メカニズムについては、ほとんど解明されていない。また、種類の異なるストリークカメラや異なる掃引速度におけるダイナミックレンジなどを統一的に議論した報告も見当たらない。

本論文では、まず前記の ICHSPP 会議で合意した内容に基づいて各種のストリークカメラのダイナミックレンジを測定・評価し、これが入射光のパルス幅やストリークカメラの掃引速度などで決まる観測系全体の時間分解能、すなわち、パルス幅の観測値に比例するという新しい知見を示す。つぎに、入射光強度を大きくした時に発生するパルス幅広がり発生原因を解明するための実験・検討を行い²³⁾、光電面の超短時間域の履歴効果、Lieber の主張したクロスオーバーの影響⁷⁾が無視できること、また、このパルス幅広りの主な原因は電子走行時間広りの増大であることなどを示す。

2. 各種のストリークカメラのダイナミックレンジ

時間分解能とダイナミックレンジの関係を統一的に把握・検討するため、種々のストリークカメラのダイナミックレンジを測定・評価した。この場合、ストリークカメラは単掃引モードで実験した。

2.1 入射光強度に対する時間分解能の測定

入射光強度に対する時間分解能は、図1に示す系¹⁷⁾で測定した。測定に用いたピコ秒光パルスは、モード同期 Nd: ガラスレーザの第2高調波で、パルス幅は 4 ± 1 ps(FWHM)、波長は 530 nm である。ピコ秒光パルスは、強度をエネルギーメータで較正しておき、較正したニュートラルデンシティフィルタで減光してストリークカメラに入射した。

図2は、10 ps 以内の時間分解能をもつストリークカメラ C 979¹⁶⁾¹⁷⁾ による測定結果の例を示す。このストリークカメラは、マイクロチャンネルプレート(MCP)を内蔵した小型のストリーク管 N 895²⁴⁾²⁵⁾ を使用したものである。横軸は光電面に入射した光パルス強度(J/mm^2)、縦軸はパルス幅の観測値(ps, FWHM)であり、数回の測定で得たデータが合わせて示してある。入射光強度がある値を越えるとパルス幅の観測値が急激に広がることがわかる。このような特性は、ほとんどすべてのストリークカメラに共通したものである^{1)2)4)6)9)12)13)17)~20)22)}。

図1 入射光強度に対する時間分解能を測定する系
Arrangement for measuring intensity dependent time-resolution of ultrafast streak cameras.

図2 時間分解能の入射光強度依存性とダイナミックレンジ

Plot of intensity dependent pulse widths measured by a 7ps resolution streak camera, showing a dynamic range of greater than 1 : 270.

この図から、前述した 1978 年の ICHSPP 会議の合意内容に従ってストリークカメラのダイナミックレンジを求めると、パルス幅の観測値が 20% 広がる点の入射光パルス強度 ($5.2 \times 10^{-13} \text{ J}/\text{mm}^2$) とパルス幅の測定が可能な最弱光パルスの強度 ($1.9 \times 10^{-15} \text{ J}/\text{mm}^2$) の比となり、 $\approx 270:1$ を得る。また、ガウス分布を仮定して、パルス幅広がりが生じていないときのパルス幅の観測値 8 ps と、入射光のパルス幅 4 ps からこのストリークカメラの時間分解能¹⁷⁾ を求めると、 $(8^2 - 4^2)^{1/2} \approx 7 \text{ ps}$ となる。

ストリーク管の光電面に入射する光パルス像の大きさは $24 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$ 、また、入射光の波長は 530 nm であるから、光電面に入射する光子数で下限値を表すと 120 光子となる。光電面の量子効率 0.1、メッシュ状加速電極の透過率 0.6 および MCP の開口率 0.6 を考慮すれば¹⁶⁾、MCP に入射する光電子数は約 4 個となる。この値は、パルス幅測定に必要な最少の有効光電子数であると考えられ、以前に報告したストリーク

図3 各種のストリークカメラのダイナミックレンジと系の時間分解能の関係(Bradleyらの値⁴⁾は、本文中に示した定義にしたがって換算してある)

Dynamic ranges of various streak cameras. Data obtained by Bradley et al are converted to values defined in the text by authors.

カメラの検出限界の値¹⁷⁾とよく一致する。

2.2 ダイナミックレンジと時間分解能の関係

前節に述べた方法で、各種のストリークカメラの時間分解能とダイナミックレンジを測定・評価した。このとき、ストリークカメラの時間分解能は、掃引速度を切換えて変化させた。

図3は一連の実験の結果を示す。横軸はパルス幅広がりが生じていないときのパルス幅の観測値である。これは、観測系全体の時間分解能を示すもので、入射光のパルス幅やストリークカメラの時間分解能(掃引速度に依存する)に関係し、これらにガウス分布を仮定したとき、個々の要素の2乗和の平方根になる¹⁷⁾。以下、これを単に系の時間分解能と呼ぶ。

図中には、ストリークカメラの型番、または、報告者名などをパラメータとして示した。C 979は前節に述べたストリークカメラである。C 1370は2 ps 以内の時間分解能を持つストリークカメラ¹⁹⁾でストリーク管 N 1357²⁵⁾²⁶⁾、FESCAは0.4 psの時間分解能を持つストリークカメラ²⁷⁾でフェムト秒ストリーク管²⁸⁾を使用している。C 1370のデータはパルス幅 4 ± 1 ps(FWHM)、FESCAのデータはパルス幅 100 fsのレーザ光²⁹⁾を用い、掃引速度を切換えて測定した。FESCAでは極超短時間域の測定となるため、実験誤差が大きくなり、他に比べて測定値のばらつきが少し大きくなっている。

また、Friedmanらが報告した値¹⁾やBradleyらが報告した実験値⁴⁾から求めた値も比較のために示してある。これらは、入射光のパルス幅を変えて測定したもので、フィルムに記録したストリーク像を解析している。

図中に示した各種のストリークカメラに使用しているストリーク管の光電面近傍の加速電界は、それぞれ異なり、例えばC 979では5 kV/cm²⁵⁾、C 1370では20 kV/cm²⁵⁾、FESCAでは60 kV/cm²⁷⁾²⁸⁾である。

Bradleyらの報告⁴⁾は、ストリークカメラのダイナミックレンジを求めるとき、ストリーク像を記録するフィルム(ASA ≈ 3000)のfogレベルに相当するストリークカメラへの入射光強度を下限の値として用いている。しかし、この入射光強度はパルス幅の測定が可能な最弱光パルスの強度とは異なる。また、fogレベル近辺で得られたデータが報告の中に見当たらない。これは、ストリークカメラの後段にゲイン 10^5 倍のイメージインテンシファイア(I.I)を使用しているため、ストリーク管の光電面から出た個々の光電子が作るI.Iの蛍光面像の光強度が、フィルムのfogレベルより充分大きくなったものと推定される。

そこで、Bradleyらの報告に示された実測値の中の最弱光パルスの強度を下限の値として、ダイナミックレンジを計算し直して図3に示した。このようにした結果、複雑で統一性がないように見えるBradleyらの報告したダイナミックレンジの値⁴⁾も、筆者らの実験結果と同様の傾向を示すことがわかる。

2.3 実験結果に対する検討

以上のことから、各種のストリークカメラのダイナミックレンジは、ストリークカメラあるいはストリーク管の種類によって異なるが、系の時間分解能、すなわちパルス幅の観測値と比例関係($\gamma=1$)にあり、系の時間分解能が向上するとともに小さくなることがわかる。また、このようなダイナミックレンジは、系の時間分解能を決める種々の要素、すなわち入射光のパルス幅、掃引速度に依存するストリークカメラの時間分解能、ストリーク管自体の限界時間分解能などには直接的に関係しないことがわかる。

この実験で得た4種のデータは、FESCAのダイナミックレンジを表す一点鎖線で示した直線の延長線上の近辺にあるが、それぞれ少しずつ異なる。実験に用いた各種のストリークカメラは、加速電界強度が異なるストリーク管を用いている。そこで、加速電界とダイナミックレンジの関係について検討したが、実験した範囲では、両者の間に顕著な関係は認められなかった。したがって、ダイナミックレンジがストリークカ

メラの種類によって少しずつ異なる理由は、加速電界の強度以外の要素、例えばストリーク管の構造自体や電子レンズ系の性能などであると推測される。

今後のストリーク管あるいはストリークカメラが現状の基本技術の延長線に沿って進展し、その際、ダイナミックレンジと時間分解能の間の比例関係が保存されるものと考えて、図3の中の最良のデータを外挿すれば、単掃引の場合、時間分解能 1 ps のときダイナミックレンジ 40 程度、また時間分解能 0.1 ps のとき 4 程度になることが予想される。

超高速ストリークカメラの時間分解能は、ストリーク管の中の光電子の初速度分布などに起因する走行時間広がり小さくすればするほど向上すると単純に理解されてきた。しかし実際は、上述のように時間分解能に比例してダイナミックレンジが小さくなるため、実用的な時間分解能は計測に必要なダイナミックレンジで制限される。このようなことから、超高速ストリークカメラのダイナミックレンジは究極的な問題であるといえる。

3. 入射光強度に対するパルス幅広がり検討

前章に述べたような超高速ストリークカメラのダイナミックレンジを改善するためには、まずパルス幅広がりが発生するメカニズムを解明することが重要である。この原因としては、ストリーク管の中の空間電荷密度¹⁴⁾²²⁾、クロスオーバー⁷⁾、光電面の電気抵抗、光電面の非線形特性などが考えられる²³⁾。そこで、前出のストリーク管 N 895²⁴⁾²⁵⁾を使用して各種の実験・検討を行った。

図4 ストリーク管の電極構造と軸上電位分布
Structure of electron-optics and electric potential distribution $V(z)$ along the tube axis of the streak tube N 895.

3.1 電極構造と軸上の電位分布

実験に使用したストリーク管の電極構造と管軸上の電位分布 $V(z)$ を模式的に図4に示す。光電面から出た電子は光電面近傍の強加速電界で急加速され、集束された後、陽極孔を通過して偏向場に入射する。偏向場には一對の偏向電極があり、電子の通過と同期した高速の偏向電圧によって電子を高速掃引する。掃引された電子は、MCPで電子増倍された後、蛍光面に入射してストリーク像に変換される¹⁶⁾¹⁷⁾。このストリーク管のクロスオーバーは偏向場の少し手前にある。

3.2 ストリーク管の中の電子パケット

実験・検討に先立って、ストリーク管に入射する光パルスの光子数とエネルギー密度、ストリーク管の光電面から出る光電子数、光電流とその密度および、ストリーク管の光電面から出た直後の電子パケットの形状などについて大まかに検討する。この場合、ストリーク管に入射するピコ秒光パルスのエネルギー密度は、前出の図2に示すように $10^{-15} \sim 10^{-12} \text{ J/mm}^2$ 程度の範囲にあると考えてよい。そこで、パルス幅の観測値が20%広がる点の入射光パルスの目安(ダイナミックレンジの上限)として、パルス幅 4 ps、波長 530 nm、エネルギー密度 10^{-12} J/mm^2 のピコ秒光パルスおよび、ストリーク管の光電面に結像する光パルスのスリット像の大きさとして標準的な値¹⁶⁾¹⁷⁾である $30 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$ を考える。

表1は、上記のピコ秒光パルスに対する各種の値をまとめて示す。光電面の量子効率(QE)は0.1として計算した。この表から、光電面から出た直後の電流密度は約 $10^{-2} \text{ A/mm}^2 = 1 \text{ A/cm}^2$ と、かなり大きな値であることがわかる。

ストリーク管では、上述のようなピコ秒光パルスが光電面で電子パケットに変換され、これが管軸方向の

表1 パルス幅広がりを生じる点の目安となる入射光パルスと、これに対応するストリーク管の光電面近傍の電子パケットのパラメータの値

Estimated values of various parameters of the incident optical pulse and corresponding electron packet near the photocathode, when temporal broadening of 20% is generated.

パラメータ (スリット像 $30 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$)	入射光パルス (4 ps, 530 nm)	光電面近傍の 電子パケット (QE=0.1)
エネルギー密度 (J/mm^2)	10^{-12}	—
キャリア数	8.0×10^4	8.0×10^3
ピーク電流密度 (A/mm^2)	—	1.1×10^{-2}
ピーク電流 (A)	—	3.2×10^{-4}

図5 加速電界の中の電位が V_e である点を通過する電子パケットの長さ L_z (入射光パルス幅 4 ps)
Length of the electron packet, L_z , passing through the point in the accelerating field where the potential is V_e .

強い加速電界によって加速されて行く。光電子の初速エネルギーの平均値は 0.5 eV 程度であるから²⁸⁾³⁰⁾，光電面の極近傍における電子の速度は比較的小さく，電子パケットの管軸方向の長さは μm 程度の小さな値になる。その後，この電子パケットは急速に加速されて管軸方向に伸長される。

いま，光電子の初速エネルギーを eV_0 とすれば，加速電界中の電位 V_e (光電面で 0 V とする) である点を通過する光電子の速度 v は，電子の電荷と質量をそれぞれ e と m とすれば，

$$v = [2e(V_0 + V_e)/m]^{1/2} \quad (1)$$

となる。また，パルス幅 $\Delta\tau$ の入射光に対する電子パケットの長さ L_z は，中心の電位を V_e としたとき，

$$L_z = \Delta\tau [2e(V_0 + V_e)/m]^{1/2} \quad (2)$$

となる。ただし，空間電荷の影響は無視している。

図5は，(2)式で $\Delta\tau = 4\text{ps}$ とし， $V_0 = 0$ および 0.5 のときの V_e と L_z の関係を示す。また，図中の左上の電子パケットの形状を説明する図では，ストリーク管の管軸方向を z 軸，これに垂直なスリット像の長さ方向を x 軸，幅方向を y 軸で示してある。

光電面-加速電極間では，電子レンズによる集束作用が無視できるから，電子パケットは管軸と平行に進むものと考えてよく，光電面を出た直後の電子パケットの y 軸方向の長さは，スリット像の幅と同じ値，約 $30\mu\text{m}$ になる。また(2)式から，加速電界の中の電位が $V_e = 10\text{V}$ のとき $L_z \approx 7.7\mu\text{m}$ ， $V_e = 100\text{V}$ のとき $L_z \approx 24\mu\text{m}$ となる。したがって，電子パケットの

管軸方向の長さ L_z は，100 V 程度に加速されたとき， y 軸方向の長さと同程度になる。また，半径方向 (xy 平面) の電荷分布は等方的，かつ一定であるのに対し，管軸 (z 軸) 方向の電荷分布は時間の経過とともに急速に疎になって行くことがわかる。

以上のことから，3次元空間における電荷密度は，光電面の極近傍で最も大きい値を示し，時間の経過，すなわち電子パケットの進行とともに小さくなっていくこと， x ， y ， z 軸方向の空間電荷分布がともに等しくなるのは 100 V 程度に加速されたときであり，その後は，管軸方向の空間電荷分布が半径方向に比べて著しく疎になって行くことがわかる。

3.3 超短時間履歴特性

ピコ秒光パルスによって発生する電子数は，前出の表1に示したように，かなり大きな値になる。このようなピコ秒光パルスが光電面に入射した直後には，光電面の履歴効果，電気抵抗や電荷補給に関する問題，非線形現象などが生じている可能性がある。

これらを実験的に検討するため，ストリークカメラに時間間隔の狭いダブルパルス光を入射し，第1光パルスの強度を変化させたときの第2光パルスへの影響を図6に示す構成で測定した。実験に用いたパルス間隔は $\approx 1\text{ns} \sim 35\text{ps}$ ，第1光パルスの強度は第2光パルスの強度の 1～100 倍の範囲で，それぞれ独立に変化させた。この場合，最短時間間隔 35 ps は，第1光パルスと第2光パルスのストリーク像が重なって，分離評価が不可能になることで制限されている。

図 6 ストリークカメラの超短時間履歴特性を測定する系

Arrangement for measuring hysteresis and non-linear effect of streak cameras in ultra-short time domain.

この結果、実験した範囲、すなわち 35 ps 以上の時間間隔では、第 2 光パルスの観測値に対する第 1 光パルスの影響が認められなかった。したがって、この領域では、当初に予想したような履歴効果や非線形現象が無視できることが明らかで、最初に述べたような超短時間履歴効果はないものと考えられる。

3.4 スリット長とパルス幅広がり関係

ストリーク管の中の電子パケットが何らかの影響を受けてパルス幅の観測値が広がるものと仮定すれば、その原因はストリーク管の中の電子が管の半径方向 (xy 平面内) に広がる空間広がりと管軸 (z 軸) 方向に広がる時間広がりによって分解して考えることができる。この場合、前者はストリーク管の掃引とは無関係であり、ストリーク管の中の全域について考慮する必要がある。しかし、後者はストリーク像を構成する電子の走行時間広がりであるから、掃引したあとでパルス幅広がりとして観測されるもので、偏向場の手前で発生したものが掃引によって空間的な広がりに変換されると考えてよい。したがって、半径方向の空間広がりには掃引を停止したフォーカスモード、また、管軸方向の時間広がりには掃引モード時とフォーカスモード時との差として測定することが可能である。

他方、ストリーク管の中の電子軌道の概略は後出の図 8 に示すようになり、光電面から出た電子がクロスオーバーで交差した後、再び蛍光面に集束してストリーク像を形成する。この場合、電子パケットの断面 (xy 平面) の大きさは、クロスオーバーに近づくとともに小さくなって行く。したがって、エネルギー密度が一定の入射光パルスを見た場合、入力スリットの x 軸方向の長さ (スリット長) の変化、すなわち入射光子数の増減によって、クロスオーバーを含めたかなり広い領域の空間電荷密度が制御できるものと考えられる。

図 7 入射光強度に対するパルス幅の観測値とスリット長の関係 (破線はフォーカスモード時の実測値から計算した掃引モード時のパルス幅を示し、実線で示すデータとの差が入射光強度に依存する電子走行時間広がりを表す)

Relationship between the slit-length and intensity dependent time resolution. (Intensity-dependent electron-transit-time-dispersion corresponds to the difference between upper solid lines and broken lines)

以上から、ストリークカメラのフォーカスモード (掃引停止) と掃引モードにおいて、スリット長を変えたときの入射光パルス強度とパルス幅の観測値との関係を測定した。図 7 の実線はその結果を示す。縦軸はストリーク像を目盛るチャンネル数 (ch) で表示したパルス幅の観測値であり、時間との関係は 1.3 ps/ch である。パラメータはスリット長であり、掃引モード時の掃引速度は 15 mm/ns である。両モードにおけるパルス幅の観測値の差は、後述するように、ストリークカメラの掃引によって生じたものである。図から、両モードとも入射光強度を大きくするとパルス幅が急激に広がり、スリットを長くするとこれが増大することがわかる。

低入射光強度域では、入射光のパルス幅を Δt_p 、主として光電子の初速度分布に起因するストリーク管の中の電子走行時間広がり¹⁶⁾ を Δt_1 、フォーカスモード時のスリット像の幅 ω に起因するストリーク像の広がり Δt_2 として、それぞれがガウス分布であると仮定すれば、掃引モード時のパルス幅の観測値 τ は、

$$\tau = (\Delta t_p^2 + \Delta t_1^2 + \Delta t_2^2)^{1/2} \quad (3)$$

$$\Delta t_2 = \omega / \nu \quad (4)$$

で表される¹⁶⁾¹⁷⁾。ただし、 ν は掃引速度である。

フォーカスモード時のデータからパルス幅 ω を読取ると $\omega = 4.5 \text{ ch}$ となる。ここでは 512 ch が 10 mm に対応しているから $\omega \approx 88 \mu\text{m}$ となり、(4) 式から Δt_2 を求めると $\Delta t_2 \approx 5.9 \text{ ps}$ となる。また、掃引時のデータから τ を読取ると $\tau \approx 9.8 \text{ ps} (= 7.5 \text{ ch} \times 1.3 \text{ ps/ch})$

となる。これらの値を用いて(3)式から Δt を逆算すると $\Delta t \approx 6.7\text{ps}$ となる。これらの値は、以前に報告した設計値や実験値¹⁶⁾¹⁷⁾ とよく一致し、妥当な値であると考えてよい。

つぎに、上に求めた Δt の値とフォーカスモード時の実験値を用いて、フォーカスモード時に見られるパルス幅広がり、すなわち、高入射光強度域に見られる半径方向の電子広がりが掃引時のパルス幅広がりには及ばず影響を(3)式を用いて求めた。これは、管軸方向の電子走行時間広がりが入射光強度に対して一定であると仮定したときの掃引時のパルス幅広がりを表すもので、結果を図中に破線で示した。

以上の実験とその結果をまとめると次のようになる。

- (1) フォーカスモード時のパルス幅広がりとして観測される空間広がりは、入射光パルス強度やスリット長の増大とともに大きくなるから、空間電荷密度に強く関係している。
- (2) 上記の空間広がりを考慮して計算で求めた掃引時のパルス幅広がり、図7に示す破線のようになる。
- (3) 入射光強度に依存する電子走行時間広がり、図7の破線で示したデータと掃引時のデータの差と考えてよく、その量はかなり大きい。
- (4) 上記の電子走行時間広がりが増大は、空間広がりが発生する約1/5倍の入射光強度で発生する。
- (5) 上記(3)、(4)項から、入射光強度に対する掃引時のパルス幅広がり第1原因は、入射光強度に依存する電子走行時間広がり増大であると結論される。
- (6) 上記の電子走行時間広がり増大は、入射光強度やスリット長の増大とともに大きくなるから、空間電荷密度に強く関係している。
- (7) 入射光強度に対するパルス幅広がり発生する光電流密度は 10^{-2}A/mm^2 程度である。これは、パルス幅広がりが生じる光電流密度として、Niuらが計算した値¹⁴⁾ 約 $10^{-4} \sim 10^{-3}\text{A/mm}^2$ (ストリーク管は Photochron I, II および IV) に比べて10倍程度大きい。
- (8) 空間電荷密度に依存してパルス幅広がり発生する原因としては、空間電荷制限電流²²⁾ やクーロン力による電子パケットの管軸方向への広がり¹⁴⁾ などが考えられる。しかし、現在、いずれについても実験による検証が充分でなく、その原因を特定することはできない。

図8 クロスオーバーにおけるパルス幅広がり測定する系の説明図(MCP等は省略してある)

Schematic diagram showing the measuring principle of temporal broadening at the crossover in the streak tube.

写真1 図8に示す測定で得られたストリーク像の例 (Bに大きなパルス幅広がり発生する強い光パルスを入射しても、Aにはその影響が全く認められない)

Example of streaked image obtained at the dynamic measurement shown in Fig.8. The strong pulse B generating large temporal broadening has been put into the photocathode of the streak tube, however no broadening has been recognized on the pulse A.

3.5 クロスオーバーの影響

前節の実験から、パルス幅広がりストリーク管の中の空間電荷密度に強く関係していることは明らかであるが、Lieberが報告したクロスオーバーとその近傍の影響⁷⁾ は明らかでない。そこで、これを確認するため、図8に示す実験を行った。

光電面上の離れた位置AとBへ、ピコ秒光パルスを同時に入射する。このようにすれば、A、Bの位置から出た光電子は、図に示すような軌道を通してクロスオーバーで交差する。この場合、AとBが十分に離れていれば、AとBから出た電子は、クロスオーバーとその近傍以外の場所では近接しない。したがって、

〔参 考 文 献〕

- 1) W. Friedman, S. Jackel and W. Seka : "Dynamic Range and Spatial Resolution of Picosecond Streak Cameras", Proc. SPIE, **97**, pp. 544-548 (1976)
- 2) S. W. Thomas and G. E. Phillips : "Comparison of Image-converter Tubes for Ultrahigh-speed Streak Cameras", Proc. SPIE, **97**, pp. 11-16 (1976)
- 3) P. Dooley, V. I. Little, S. Sim and S. Majumdar : "The Dynamic Range of Four Image Converter Tubes in Nanosecond and Subnanosecond Photography", Proc. SPIE, **97**, pp. 80-86 (1976)
- 4) D. J. Bradley, S. F. Bryant, J. R. Taylor and W. Sibbett : "Intensity Dependent Time-resolution and Dynamic Range of Photochron Picosecond Streak-camera", Rev. Sci. Instrum., **49**, 2, pp. 215-219 (Feb., 1978)
- 5) V. I. Lozovoi, V. E. Postovalov, A. M. Prokhorov, Yu. N. Serduchenko and M. Ya. Schelev : "Designing Principles and Dynamic Tests of Picosecond Image-converter Cameras", Proc. SPIE, **189**, pp. 436-439 (1978)
- 6) S. W. Thomas and G. E. Phillips : "Dynamic Range Studies of the RCA Streak Tube in the LLL Streak Camera", Proc. SPIE, **189**, pp. 471-475 (1978)
- 7) A. Lieber : "Proximity-focus : The New Generation Streak Tube", Proc. SPIE, **189**, pp. 521-524 (1978)
- 8) S. Majumdar : "Dynamic Range and Recording Efficiency of Picosecond Streak Cameras", Proc. SPIE, **189**, pp. 821-824 (1978)
- 9) S. F. Bryant, J. R. Taylor, W. Sibbett and D. J. Bradley : "Performance and Application of Photochron Streak Cameras", Proc. SPIE, **189**, pp. 476-479 (1978)
- 10) Y. Tsuchiya, E. Inuzuka, Y. Suzuki, and W. Yu : "Ultrafast Streak Camera", Proc. SPIE, **189**, pp. 517-520 (1978)
- 11) S. W. Thomas : "Dynamic Range Measurement Definition", Special Session on Streak Camera, Proc. SPIE, **189**, pp. 838-839 (1978)
- 12) D. J. Bradley, S. F. Bryant and W. Sibbett : "Intensity Dependent Time Resolution and Dynamic Range of Photochron Picosecond Streak Cameras II. Linear Photoelectric Recording", Rev. Sci. Instrum., **51**, 6, pp. 824-831 (June, 1980)
- 13) D. R. Hull and N. J. Freeman : "Dynamic Range Measurements on Streak Cameras with Picosecond Time Resolution", J. Phys. E : Sci. Instrum., **13**, pp. 685-690 (1980)
- 14) H. Niu and W. Sibbett : "Theoretical Analysis of Space-Charge Effect in Photochron Streak Cameras", Rev. Sci. Instrum., **52**, 12, pp. 1830-1836 (Dec., 1981)
- 15) N. Fleurot : "Characterization of Streak Camera System", Workshop on Picosecond Streak Cameras, Proc. SPIE, **491**, pp. 374-375 (1984)
- 16) 土屋, 犬塚, 鈴木 : "ピコ秒ストリークカメラシステムの設計", テレビ誌, **34**, 11, pp. 1006-1011 (Nov., 1980)
- 17) 土屋, 犬塚 : "ピコ秒ストリークカメラシステムの諸特性", テレビ誌, **35**, 3, pp. 208-214 (Mar., 1981)
- 18) 土屋 : "ピコ秒ストリークカメラとその応用", レーザー研究, **10**, 2, pp. 148-164 (Mar., 1982)
- 19) Y. Tsuchiya, E. Inuzuka, M. Koishi and M. Miwa : "Performance and Application of a 2 Pico-second Streak Camera System", Electro-Optics Laser International **82** UK, London : Butterworths, pp. 140-148 (Mar., 1982)
- 20) Y. Tsuchiya : "Advances in Streak Camera Instrumentation for the Study of Biological and Physical Processes", IEEE J., **QE-20**, 12, pp. 1516-1528 (Dec., 1984)
- 21) S. Majumdar : "Dynamic Range of Picosecond Image Converter Streak Cameras", Proc. SPIE, **97**, pp. 24-28 (1976)
- 22) R. Kalibjian : "Space-Charge Temporal Broadening Effects in Streak-camera Tubes", Proc. SPIE, **189**, pp. 452-455 (1978)
- 23) 三輪, 犬塚, 小石, 土屋 : "ピコ秒ストリークカメラにおけるダイナミックレンジ", テレビ全大, pp. 367-368 (1982)
- 24) 木下, 鈴木, 松岡 : "チャンネルプレートを内蔵したストリーク管", テレビ全大, pp. 37-38 (1976)
- 25) Y. Suzuki, Y. Tsuchiya, K. Kinoshita, M. Sugiyama and E. Inuzuka : "Recent Development in Picosecond Streak Camera System", Phil. Trans. R. Soc. London, Series A, **298**, 1439, pp. 295-302 (May, 1979)
- 26) K. Kinoshita and Y. Suzuki : "Streak Tube with Micro-Channel Plate", Proc. SPIE, **189**, pp. 504-506 (1978)
- 27) 滝口, 土屋, 木下 : "フェムト秒ストリークカメラの構造とその動作特性の評価", 応用物理, **55**, 5, pp. 515-522 (Apr., 1986)
- 28) K. Kinoshita, M. Ito and Y. Suzuki : "Femtosecond Streak Tube", Rev. Sci. Instrum., **58**, 6, pp. 932-938 (June, 1987)
- 29) 青島, 土屋 : "CPM リング色素レーザからのフェムト秒パルスの諸特性", レーザー研究, **14**, 4, pp. 316-325 (Apr., 1986)
- 30) 木下, 鈴木 : "マイクロチャンネルプレートを用いたストリーク管", 信学技報, ED78-55 (Oct., 1978)

つちや ゆたか
土屋 裕 昭和40年、愛知工業大学電子工学科卒業。同年、浜松ホトニクス(株)に入社。計測用テレビ、画像処理、超高速ストリークカメラ、光子計数型撮像法、光応用計測、超短パルスレーザなどの研究開発に従事。現在、同社システム事業部要素設計部長。兼技術部第4グループ長。工学博士。正会員。

みつはる
三輪 光春 昭和55年、法政大学工学部電子工学科卒業。同年、浜松ホトニクス(株)に入社。技術部、システム事業部にて超高速ストリークカメラシステムなどの研究・開発に従事。現在、ハママツホトニクスシステムズ社(米国 ニュージャージー州)に出向中。正会員。

Image Enhancement Method for Binarization of Drawings

by Naonori Ueda, Masakazu Nagura, Makoto Kosugi and Katsumi Mori

A new image enhancement method for drawings is proposed. The method enhances local gray scales in a line drawing and then binarizes the image. Usually, binarization of low contrast drawings causes such troubles as unexpected blurring and faintness. The proposed method resolves this problem and in addition makes it easy to select a threshold for achieving a binarized image without blurring and faintness. The proposed algorithm consists of simple operations, so that drawings of as large as A1-size can be processed in moderate times.

J. Inst. TV Engrs, of Japan, Vol. 42, No. 8 (1988)831~836

**Experimental Investigation of the Dynamic Range
of Ultrafast Streak Cameras**

by Yutaka Tsuchiya and Mitsuharu Miwa

We have investigated the dynamic range of a number of different ultrafast streak cameras and attempted to experimentally clarify the origin of intensity-dependent pulse-broadening in the streak tube. The dynamic range of all streak cameras is proportional to the temporal resolution of the whole system, or to the observed pulse duration, which is a function of the duration of incident pulse, the type of streak camera, its sweeping speed, etc.

The electron dispersion generating the pulse-broadening can be decomposed into two perpendicular components in the direction of the tube axis (temporal) and radius (spatial). The intensity-dependent pulse-broadening is mainly caused by an increase of the temporal component (i. e. transit-time-dispersion) and it is closely related to the electron density in the tube. The crossover is not, however, related to pulse-broadening. In addition, hysteresis and non-linearity in an ultrashort time domain can be neglected for photocathodes illuminated by a picosecond laser pulse.

J. Inst. TV Engrs, of Japan, Vol. 42, No. 8 (1988)837~845