

# Generation of 1-ms pulse by Cs<sub>2</sub>Te photo-cathode in a RF electron gun

Seiichi Hosoda <sup>#,A)</sup>, Masao Kuriki <sup>A)</sup>, Hokuto Iijima <sup>A)</sup>, Junji Urakawa <sup>B)</sup>, Hitoshi Hayano <sup>B)</sup>, Ken Watanabe <sup>B)</sup>

A) Grad. Advanced Science of Matter, Hiroshima Univ.

1-3-1, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, Hiroshima, Japan, 739-8530

B) High Energy Accelerator Research Organization

1-1 Oho, Tsukuba-City, Ibaraki, Japan, 305-0801

## Abstract

In STF (Super-conducting Test Facility) at KEK, 40 MeV Linac based on 1.3 GHz super-conducting accelerator has been in commissioning since February 2012. The long macro pulse electron beam in 1ms in length and 10mA in average current is generated by Cs<sub>2</sub>Te photo-cathode in a normal conducting RF gun. The beam emission condition is quite different from the off-line conditions, e.g. surface field, high charge density, etc. In addition, it could be curious whether the emission property of the photo-cathode is stable over the 1ms macro pulse. We studied the beam emission property (QE; Quantum Efficiency) of Cs<sub>2</sub>Te photo-cathode in various conditions, varying surface field, emission density. QE variation in the macro pulse was also examined.

## RF 電子銃中における Cs<sub>2</sub>Te フォトカソードからの 1ms パルス生成

### 1. はじめに

現在、高エネルギー加速器研究機構の超伝導試験施設 (STF, Super-Conducting Test Facility) において、ヒッグス粒子セクターの詳細な構造をさぐるための次世代高エネルギー物理計画である ILC (International Linear Collider) <sup>[1]</sup> のための超伝導加速モジュールの性能実証と、超伝導加速による次世代小型高輝度光子ビーム源の開発 <sup>[2]</sup> が行われている。電子源として、常伝導の L-band 1.6 セルの RF 電子銃 <sup>[3]</sup> に、Cs<sub>2</sub>Te 半導体フォトカソードが使用されており、電子銃内の最大加速電場は 4MW 入力時でおよそ 47MV/m、発生する電子ビームは 1ms パルス、パルス内平均電流は 10mA である。電子銃ではこのビームを 3.5MeV 程度まで加速し、続く超伝導加速器により 40MeV までエネルギーを高め、レーザーとの逆コンプトン散乱により準単色 X 線生成の実証試験を行う。

一般的にフォトカソードにおける量子効率とは、入射されるフォトン数と放出される電子数の比で表される。そして、この値はフォトカソードの性能を示す重要な値となる。量子効率はカソードの材質や表面状態に大きく依存するが、他方、レーザーパワー、表面電場 (ショットキー効果)、電荷量 (電流密度) にも依存することが知られている。表面電場が大きく変化せず、かつ電荷密度が低い場合には、量子効率の摂動的变化は大きくないので、あまり問題にはならない。しかし加速器に要求される電子ビーム性能が向上するにつれて、フォトカソードに対しても高密度での電子ビーム生成が必要となり、これらに対する系統的理解を進めることが重要となっている。RF 電子銃は一般的に静電型の電子銃よりも一桁程度表面電場が高く、またビームの生成される位相条件によってもビームが感じる表面電場が変化することになるので、電場依存性を理解することは重要である。また、超伝導加速器は原理的に長いパルス構造による加速がより効率的となるので、

電子ビームにも長いパルス構造が要求される。電子ビーム生成からみると、大量の電荷を引き出すことによる量子効率の飽和現象などの可能性が危惧される。

本研究では、STF 加速器の Cs<sub>2</sub>Te 半導体フォトカソードからの電子放出特性を加速電場、レーザーパワー (電荷密度)、パルス内の積分電荷量等についての依存性を計測し、それらについての現象論的な理解を試みた。

### 2. STF 加速器

図 1 に STF 超伝導加速器の模式図を示す <sup>[4]</sup>。この加速器は、L-band 1.6 セル RF 電子銃、超伝導加速管、電子ビーム輸送系およびレーザーとの衝突点から構成されている。カソードに用いられる、Cs<sub>2</sub>Te は、RF 電子銃後方に設置された蒸着チェンバー内で成膜される。成膜は、モリブデンで作成されたカソードプラグに、膜厚計で測定しながら、Te を 200 Å 蒸着する。その後、キセノンランプと分光器を用いた、光源からの光をカソードに照射し、引き出し電流を測定しながら、Cs を蒸着する。量子効率は最大で 7%、使用時でおよそ 1% が得られている。成膜したカソードプラグは、トランスファーロードを用いて RF 電子銃内にセットされる。

加速器運転時は、波長 266nm、パルス幅 12ps のレーザーを 6.2ns の間隔で照射しパルストレインを生成する。レーザーパワーは光路中に設置した、ポーラライザーにより制御している。RF 電子銃で 3.5MeV まで加速された電子ビームは、2 台の 9 セル超伝導加速空洞により、40MeV まで加速され、収束光学系により衝突点で 10μm 程度まで絞られる。衝突点ではレーザーとのコンプトン散乱により準単色 X 線が生成される。主な運転パラメータを表 1 にまとめる。

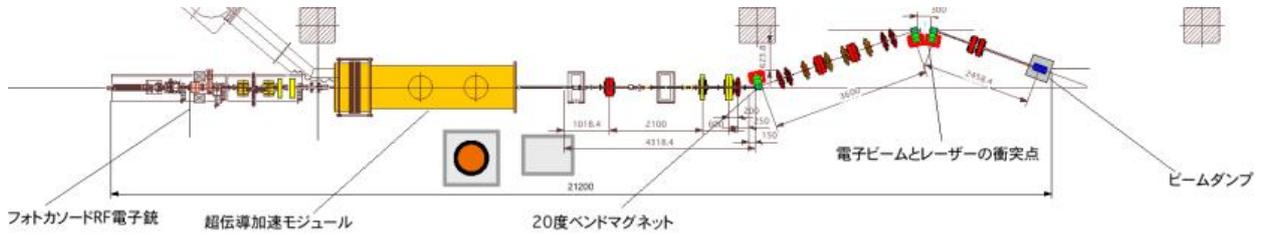


図 1 : STF 加速器の模式図[1]。左から Cs<sub>2</sub>Te カソード蒸着系、RF 電子銃、超伝導加速モジュール、収束光学系と光子との衝突点、ビームダンプである。

表 1 : STF 加速器の運転パラメータ

Pulse length	1ms
Repetition rate	5Hz
Bunch Spacing	6.15ns (162.5MHz)
Number of bunch/pulse	162500
Bunch charge	62pC
Total charge /pulse	10,000nC
Beam current	10mA
Bunch length	12ps (Laser, FWHM)
Max. beam energy	40MeV
Beam power	2.0kW (40MeV beam)

### 3. Cs<sub>2</sub>Te 半導体フォトカソードからのビーム放出特性

付録の式 (A-9) で示されているように、光電効果による放出電流を表す Fowler の式、Schottky 効果、そして電荷による表面電場の遮蔽効果（ガウスの法則）により、量子効率  $\eta$  は表面電場、レーザーパワー、スポット径などの関数として表される。本研究においては、量子効率  $\eta$  を電場とレーザーのバンチエネルギーの関数として実験的に観測し、その結果を式 (A-9) と比較することにより現象論的な理解

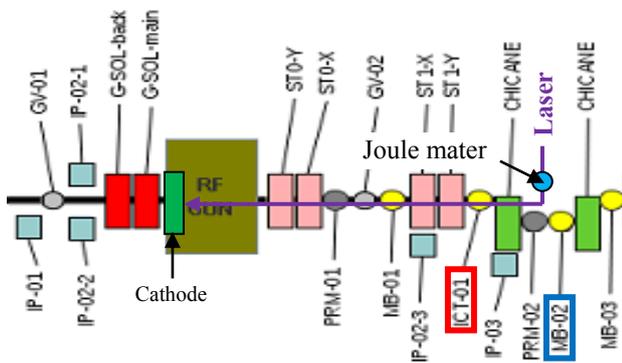


図 2 : STF 入射部のセットアップ。ビームは左から右にむけて進行する。

を試みる。また、マクロパルス内の  $\eta$  を積分電荷量（あるいは密度）や時間の関数として観測し、なんらかの飽和効果（あるいは促進効果）の有無を実験的に調べる。

RF 電子銃を含む入射部を模式的に図 2 に示す。電子銃の下流には四つの二重極磁石からなるシケインが構成されており、レーザーはここからカソードに向けて垂直に入射される。シケイン下流に ICT(Integrated Current Transformer, 図中では ICT-01) および BPM2(Beam Position Monitor, 図中では MB-02) がおかれ、各々ビームカレントおよびビームポジションを測定する。本研究ではビームカレント、あるいはバンチ電荷量を測定する必要がある。バンチ電荷量は ICT により測定したが、STF のパルス長は ICT の時定数よりも長いいため、マクロパルス全体にわたり ICT の出力をもちいてビーム電流を測定することは困難である。そこでバンチ電荷量を ICT により測定し、BPM の四つの電極の出力の和信号の波高値を ICT の出力を用いて校正し、マクロパルス全体にわたる電流値を得た。

#### 3.1 レーザーパワー測定

STF 電子銃の電子ビーム生成用レーザーは Nd:YVO<sub>4</sub> 半導体モードロックレーザーを種光として、複数段のアンプおよび Pockels cell によるマクロパルス構造の生成により 162.5MHz 繰り返しをもつ 1ms のパルストレーン構造を作り出している。その IR 光を LBO および BBO 非線形結晶による倍波生成により、基本波の四倍波である 266nm の紫外光を生成している。バンチあたりのレーザーエネルギーはエネルギー調整用の波長板の角度を変えることにより、偏光ビームスプリッターでの分岐比を変えることで調整している。今回の実験において、レーザーのスポット径については測定していないので正確な値は不明だが、ほぼ平行な光を 1mm 直径のアイリスでカソードに打ち込む直前に切り出しているため、カソード上でも 1mm 直径程度だと思われる。図 3 にレーザーエネルギーの測定結果を示す。レーザーのエネルギーはジュールメーターで測定し、パルスあたりに生成されるマイクロパルス（バンチ）数を変化させた。図 3 はジュールメーターの測定値をマイ

クロパルス数の関数として表示したもので、この傾きからバンチあたりのレーザーエネルギーは 74.7nJ/Bunch と求められた。

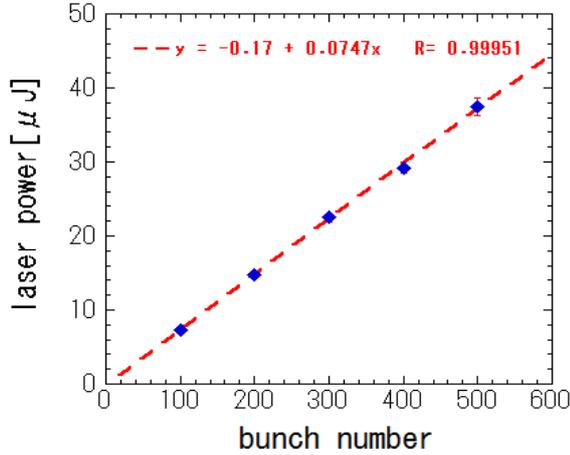


図 3 : レーザーパワーの測定結果

### 3.2 バンチ電荷量の測定

まずバンチ電荷量の依存性についての測定をおこなった。レーザーのエネルギーは既に説明したようにレーザー光路に設置された波長板の角度により調整ができる。電場  $E_0$  は RF 電子銃においては入力パワーあるいは位相を変化させることにより実効的に変化させることができる。しかし一般的に RF パワーや位相を変化させるとカソードで発生した電子ビームの輸送効率まで変化してしまい、系統的な測定が困難である。そこでまずどのような領域で測定をするべきかを定めるため、RF パワーを 3.5MW と一定にした状態で、RF 位相（レーザーを打ち込む時の RF の相対的位相）およびソレノイド磁場の大きさによりビーム電荷がどのような変化をみせるかを測定した。その結果を図 4 に示す。縦軸はバンチあたりの電荷量、横軸は RF 位相で、ソレノイド磁場の電流値を 100A から 350A まで変えた場合の測定結果を示している。この結果より、RF の位相のゼロクロス（電場がゼロとなる位相）は 150 度近辺にあり、220 度までの領域にかけて輸送効率はソレノイド磁場にあまりよらないことがわかる。すなわちこの領域ではビームはうまく加速位相にのり電子銃出口まで輸送されていることが期待できる。解析ではこの領域の電子ビームの輸送効率は 100% と仮定し、表面電場は入力パワーから予測される最大電場  $E_0$  から

$$E(\varphi) = E_0 \sin(\varphi - \varphi_0) \quad (1)$$

により求めた。ここで  $\varphi$  および  $\varphi_0$  は RF 位相およびゼロクロスに相当する位相である。

RF 位相を 220 度、RF 入力を 3.5MW に固定し、レーザーのバンチあたりのエネルギーを変化させてビーム電荷量を測定した。図 5 はその時の量子効率をエ

ネルギーの関数として表示したものである。誤差は統計誤差のみを含んでいる。点線は式(A-9)を測定点に対してフィットした関数を表している。この結果より、量子効率のレーザーエネルギーの依存性は今回導出した現象論的なモデルで表されることがわかる。

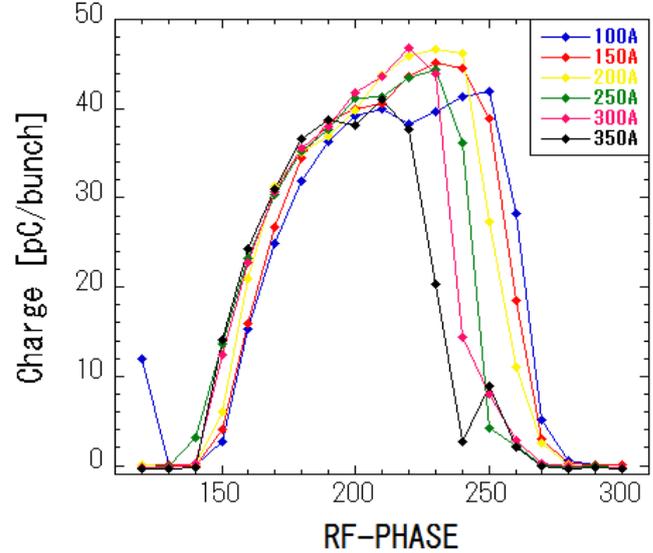


図 4 : バンチ電荷量を RF 位相の関数として測定した結果。ソレノイド磁場を電流にして 100A から 350A まで変化させている。この結果より 150 度近辺が位相のゼロクロスであることがわかる。

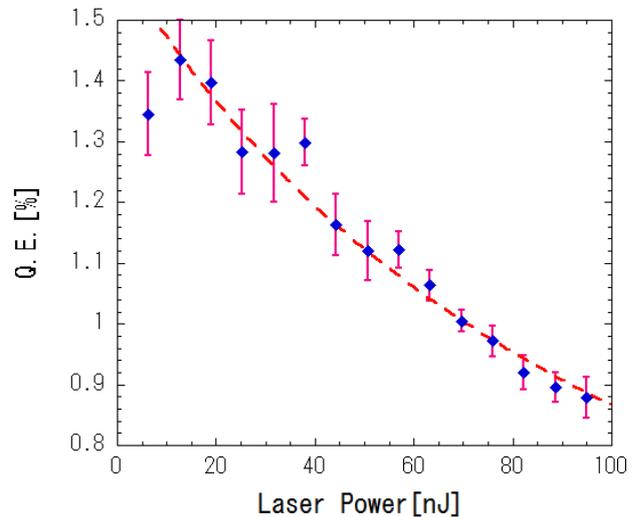


図 5 : 量子効率のレーザーバンチエネルギー依存性。点線は理論式を測定点に対してフィットした曲線。

次に量子効率（バンチ電荷量）の電場依存性の解析をおこなった。解析には図 4 に示されているデータのうち、ソレノイド電流 300A のデータセットを使用した。RF 位相がゼロクロスより小さい領域では電場が負となるが、レーザーが有限の時間幅を有し

ているので、いくばくかの電流が生成される。また正の電場であるがゼロクロス付近では、レーザーパルスの一部のみがビーム電流に寄与することになり、解析に不適である。また、位相が高い領域ではビームが電子銃出口に到達する前に一部が減速位相に入り、急激に電子ビームの透過率が減少する。今回の解析では発生した電子がほぼ 100% の輸送効率があるであろう 60 度程度の領域を対象に解析をおこなった。図 6 にその結果を示す。縦軸はバンチ電荷量、横軸は次式で定義される規格化電場である。

$$\mu = \frac{eE}{4\pi\epsilon} \quad (2)$$

●が解析に使用したデータ、○が不使用のデータである。誤差は統計誤差のみである。この結果より、量子効率（バンチ電荷量）の電場依存性は、式(A-9)により表現されていることがわかる。

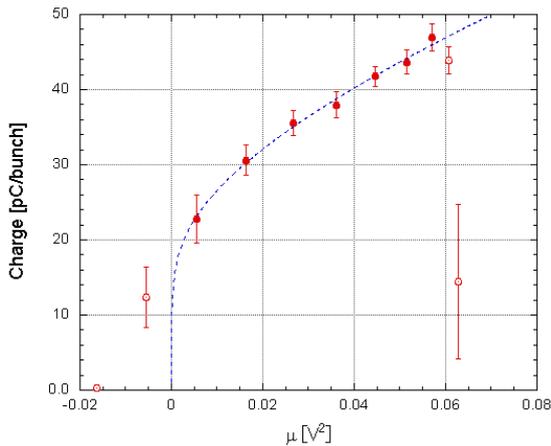


図 6 : バンチ電荷量を規格化電場  $\mu$  の関数として表したものを。点線は式(A-9)をデータにフィットして得られた関数を表す。●が解析に使用したデータ、○が使用していないデータ。

### 3.6 マクロパルス内における量子効率

1ms マクロパルス内における、量子効率の変化を測定した。すでに説明したように ICT の時定数がマクロパルス長よりも短いため、測定には BPM の和信号の波高値を用いた。量子効率導出のためにはマクロパルスにわたるレーザーパワーを測定する必要があるが、マクロパルス内のパワー変動を PIN フォトダイオードにより計測した。あらかじめレーザーパワーメーターで測定してある、初めの数バンチにおける値によりフォトダイオードの較正を行った。パルス内でのビーム電流とレーザーパワーの波形をそれぞれ図 7、図 8 に示す。この時の RF 入力パワーは 2.5MW、RF 位相はダンプまでのビーム輸送効率の高い 150 度、ビーム発生時の表面電場 5MV/m 程度で

ある。各々横軸は時間であり、マクロパルス開始時点点を  $t=0$  としている。縦軸は各々バンチ電荷量およびマイクロパルスあたりのレーザーエネルギーである。このデータから量子効率をもとめ、横軸を積分したビーム電荷量によって表示したものが図 9 である。若干量子効率が上昇している様子がうかがえるが、有意な変化量とは言えない。少なくとも何らかの飽和作用により量子効率が減少しているという兆候は全く見られない。可能性としては入力された RF によるジュールロスにより、カソードの温度が上昇し、実効的な量子効率が上昇したことが指摘される。また、レーザー照射による温度上昇の可能性もある。いずれにしろ、RF パワーを変える、あるいはレーザーパワーを変えて同様のデータを取り、比較することが必要である。

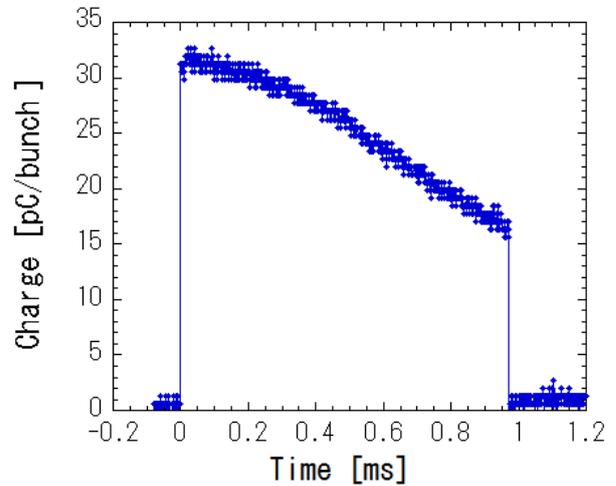


図 7 : 1ms パルスにおけるビーム電流の変化。縦軸はバンチあたりの電荷量で示してある。

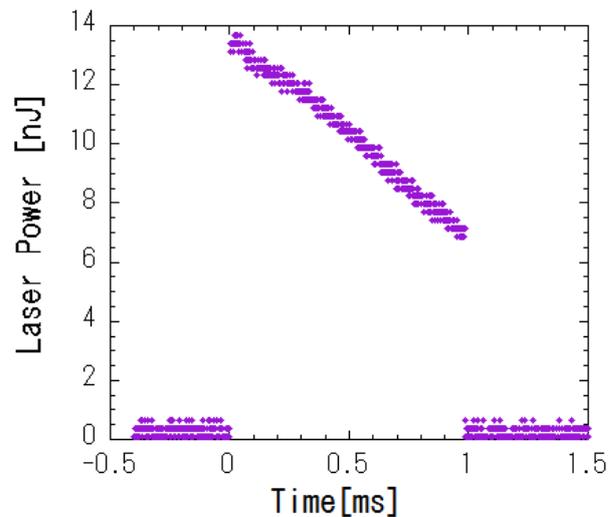


図 8 : 1ms パルスにおけるレーザーパワーの変化。縦軸はバンチあたりのレーザーエネルギーで示してある。

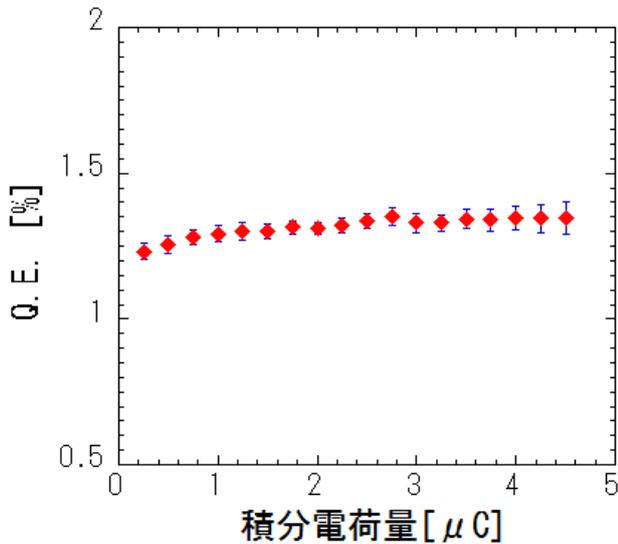


図9：1ms内における量子効率の変化。横軸は積分したビーム電荷量である。

#### 4. まとめ

STF 加速器の Cs<sub>2</sub>Te 半導体フォトカソードからのビーム放出特性を調べることを目的として、量子効率の電場依存性、レーザーのパルスエネルギー依存性、そしてマクロパルス内の変化について測定をおこなった。その結果、電場依存性、パルスエネルギー依存性は Fowler の式に Schottky 効果および電荷による電場遮蔽の効果を取り入れた現象論的なモデルで記述できることが概ね確認された。また、マクロパルス内での量子効率の有意な変動は確認できなかった。

今後は、レーザー径をより矮小化し、レーザーパワーを高めて、電荷密度の高い測定を行い、より量子効率への摂動効果が顕著となる領域での追試が必要であろう。また、レーザースポットサイズの依存性も調べる必要がある。また、今回はビーム電荷は均一分布を仮定したが、実際はガウス分布をしていると思われるので、数値的にその効果を見積もり、理論に加えることも必要である。

#### 5. 謝辞

最後に、本研究を行うにあたり、総研大の倉本綾佳氏、KEK の福田将史氏、松本利広氏をはじめ、STF 施設の方々からは多大なるご協力を得た。また、レーザーの調整やデータ所得において (有) さうびの高野幹男氏、早稲田大学の坂上和之氏には惜しめない協力を頂いた。ここに深く感謝の意を表したい。

本研究は文部科学省の量子ビーム基盤技術開発プログラム「超伝導加速による次世代小型高輝度光子ビームの開発」および高エネルギー加速器研究機構による大学等連携支援事業のサポートのもとに行われた。

#### 参考文献

- [1] ILC Reference Design Report, ILC-Report-2007-001, 2007
- [2] H. Hayano, et al., “STATUS OF SUPERCONDUCTING RF TEST FACILITY (STF)”, Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 1-3, 2011, Tsukuba, Japan) pp. 895.
- [3] J. Baehr, et al., “Behavior of the TTF2 RF Gun with long pulses and high repetition rates” TESLA Note 2003-33(2003)
- [4] STF Group, “STF Phase-I Activity Report”, KEK Report 2009-3 (2009).

#### 付録 A

ここでは自由電子フェルミ気体モデルによる光陰極からの放出電流密度を表す Fowler の式をもとに、短パルス生成の場合の量子効率の電場およびパルスあたりのレーザーエネルギー依存性を導く。Fowler の式より、放出電流密度  $J$  は、光子のエネルギーが仕事関数よりも大きい場合には

$$J = \frac{4\pi em}{\hbar^3} P k^2 T^2 \left( \frac{\pi^2}{6} + \frac{\sigma^2}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} e^{-n\sigma} \right) \quad (A-1)$$

と与えられる。ここで  $e$  および  $m$  は素電荷および電子の質量、 $P$  は光励起確率、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は温度、 $\sigma$  は

$$\sigma = \frac{\hbar\omega - \phi}{kT} \quad (A-2)$$

と与えられ、 $\omega$  および  $\phi$  は光の角周波数と仕事関数である。式(A-1)を  $\sigma \gg 1$  として近似し、さらに放出電流密度と量子効率  $\eta$  は比例関係にあるので、

$$\eta = \kappa_0 (\hbar\omega - \phi)^2 \quad (A-3)$$

仕事関数  $\phi$  は Schottky 効果により、

$$\phi(E) = \phi_0 - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon}} \quad (A-4)$$

のように電場  $E$  に依存する。この式を(A-3)に代入すると、

$$\eta = \kappa_0 \left( \alpha^2 + 2\alpha \sqrt{\frac{eE}{4\pi\varepsilon}} + \frac{eE}{4\pi\varepsilon} \right) \quad (\text{A-5})$$

ここで  $\alpha = \hbar\omega - \phi_0$  と置いた。  $E$  はマクロな電荷分布と外部電場  $E_0$  により、

$$E = E_0 - \frac{Q}{\varepsilon\pi r^2} \quad (\text{A-6})$$

と表される。  $Q$  はバンチ電荷、  $r$  はビームスポット径である。  $Q$  はレーザーのエネルギー  $G$ 、波長  $\lambda$  により、

$$Q = \frac{\lambda G \eta}{124} \quad (\text{A-7})$$

と表される。式 (A-5) のルートを展開して式 (A-6), (A-7) を代入すると、

$$\eta = \kappa_0 \left[ \begin{array}{l} \left( \alpha^2 + 2\alpha \sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\varepsilon}} + \frac{eE_0}{4\pi\varepsilon} \right) \\ - \frac{\lambda G}{124\varepsilon\pi r^2} \left( \sqrt{\frac{e}{4\pi\varepsilon}} \frac{\alpha}{\sqrt{E_0}} + \frac{e}{4\pi\varepsilon} \right) \eta \end{array} \right] \quad (\text{A-8})$$

となる。両辺に量子効率  $\eta$  があるので、まとめると、

$$\begin{aligned} & \eta(E_0, G, r) \\ &= \kappa_0 \frac{\alpha^2 + 2\alpha \sqrt{\frac{eE_0}{4\pi\varepsilon}} + \frac{eE_0}{4\pi\varepsilon}}{1 + \kappa_0 \frac{\lambda G}{124\varepsilon\pi r^2} \left( \sqrt{\frac{e}{4\pi\varepsilon}} \frac{\alpha}{\sqrt{E_0}} + \frac{e}{4\pi\varepsilon} \right)} \quad (\text{A-9}) \end{aligned}$$

と  $\eta$  は外部電場、レーザーのバンチあたりのエネルギー、そしてビーム径の関数として表されることがわかる。