遠赤外レーザー励起用コンパクト TEA 炭酸ガスレーザーの開発

I. 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

岡田龍雄, 村岡克紀, 赤崎正則

(九州大学総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻)

(54 年 12 月 1 日受理)

Compact TEA CO₂ Laser for a FIR Laser Photo-Excitation

I. Volumetric Photo-Preionization of the Laser Medium by
a v. u. v. Radiation

Tatsu OKADA*, Katsunori MURAOKA* and MASANORI AKAZAKI*

(Received December 1, 1979)

Abstract

A TEA CO₂ laser pumped FIR laser system for the collective scattering measurement of ion temperature has to be compact to be acceptable as a diagnostic tool. In order to develop a compact TEA CO₂ laser, a volumetric photo-preionization by v.u.v. radiation was systematically studied using two types of spark source, a free spark and a surface-gap spark. The photo-electron production was determined almost entirely by a partial pressure of CO₂. The surface spark was more efficient than the free spark, due to HL α line enhanced by the evaporated epoxy resin. By using these results, the glow-arc region in TEA discharge is discussed.

§ 1. ま え が き

近年各国で核融合臨界プラズマ達成を目指した装置が建設されるに至り、遠赤外（以下 FIR）レーザーの協同散乱現象によるイオン温度測定の重要性が注目されている。⁽¹⁾ イオン温度測定には、出力 ~ 10 MW、スペクトル幅 $\lesssim 100$ MHz の FIR レーザーの開発が必要であるが、これには TEA CO₂ レーザーによる光励起方式が唯一の可能性を持っている。この場合、励

* Department of Energy Conversion, Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Fukuoka 812.

起用 TEA CO₂ レーザーとしては, 出力 ~ GW 級, スペクトル幅 100 MHz 以下で同調可能なことが必要である。このため現状では FIR - TEA CO₂ レーザシステムは非常に大型になることは避けられず, 計測システムとして許容しうる程度にコンパクト化することが不可欠である。特に, 高出力 TEA CO₂ レーザに適した狭帯域化法の開発とともに, TEA CO₂ レーザ自体のコンパクト化が重要である。

TEA CO₂ レーザに関しては従来多くの研究がなされているが, これまでの研究の多くは高効率化に向けられ, コンパクト化にはそれほどの注意が払われていない。又 FIR レーザ励起に際しては, ゲインスイッチ波形のスパイク部のみが有効であり, 全発振エネルギーよりスパイク部の発振エネルギーを高めることが重要である。これらの要請を満す TEA CO₂ レーザは, 基本的には高 CO₂ 分圧, 大入力動作を行なわなければならない。しかし, これは TEA 放電のアーク状態への移行により制限されるため, アーク状態への移行を緩和し均一グロー放電を得るための予備電離技術が重要となる。

今回, FIR 散乱計測システム開発の第一段階として, コンパクト TEA CO₂ レーザ開発に必要な CO₂ - N₂ - He 混合気体中での予備電離特性を調べた。予備電離法としては, コンパクト化に適した真空紫外 (以下 VUV) 光による光電離法を採用した。VUV 光源としてフリースパークと沿面スパークの 2 種を用いて, 初期電子生成効率を比較した。まず § 2 では, 各種ガス混合比に対し均一グロー放電実現に必要な初期電子密度の評価を行なった。§ 3 では実験法について述べ, § 4 では CO₂ - N₂ - He 中での初期電子生成特性について述べる。その結果, 初期電子密度は CO₂ 分圧のみでほぼ決定されることが示される。更に, これ等の結果に基づいて初期電子密度の空間分布を計算し, § 2 の結果と比較した。

§ 2. 均一グロー放電に必要な初期電子密度の評価

TEA CO₂ レーザのコンパクト化を計るには, 高 CO₂ 分圧での動作を行う必要がある。まず混合比による CO₂ レーザ準位への影響を評価する。レーザ上準位は, 主に CO₂ により緩和され, 緩和時間は 300 Torr の CO₂ 分圧でも ~ 10 μ sec 程度である。⁽²⁾ また CO₂ は, 励起された N₂ からのエネルギー移乗により励起されるが, これは ~ 0.3 μ sec と短い。一方, He 分圧の低下による CO₂ レーザ準位への影響は小さく, むしろ TEA 放電への影響が大きい。この様に CO₂, N₂ 分圧増加によるレーザ準位への影響は少なく, 高 CO₂, N₂ 分圧での大入力動作が可能な様に, 予備電離によりグロー放電を維持することが重要になる。

I 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

次に、一気圧の $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ 混合気体中で均一グロー放電実現に必要な初期電子密度の評価を行う。Karnyushin等によれば、平等電界中で均一グロー放電を得るに必要な初期電子密度 n_0 は、次の2つの条件を満たさなければならない。

$$n_0 \geq 9.2 \times 10^2 \left(\frac{\alpha E}{\epsilon} \right)^{3/2} \quad (1)$$

$$n_0 \alpha^{-1} \exp(\alpha d) \geq 1.1 \times 10^9 E \quad (2)$$

ここで E は、電界強度 (kV/cm)、 α 、 ϵ はそれぞれ電離係数 (cm^{-1}) 及び電子の平均エネルギー (eV) で E の関数である。 d は電極間距離である。式(1)は、平等電界中で初期電子より生じた各電子雪崩の頭部が十分重なり合う条件であり、式(2)は放電開始条件により決まる。

Fig. 1 Initial conditions ensuring homogeneous glow discharge in a ternary mixtures of CO_2 , N_2 and He.

Fig. 1に計算結果を示す。計算に当って， α ， ϵ は，Lowke等⁽⁴⁾によりボルツマン方程式を解いて求められた各種混合比での α ， ϵ と E の関係を用いた。

図の2つの曲線で囲まれた領域でのみ均一グロー放電を維持できる。一定の初期電子密度に対し，印加電圧を高めて入力エネルギーを増加しようとしても，放電がアーク状態に移行することがわかる。He分圧を低下させた時，式(1)の条件は緩和され印加可能な電界は大きくなるが，式(2)より決まる放電維持電圧が増加するため，必要な初期電子密度は，むしろ式(2)に大きく影響される。CO₂分圧の増加とともに，必要な初期電子密度も大きくなり，一定の電子密度に対し均一グロー領域は狭くなる。CO₂ : N₂ : He = 1 : 2 : 3の混合比では，グロー維持に必要な初期電子密度は $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ である。より高いCO₂分圧では，さらに多くの初期電子密度が必要と思われる。

このモデルは放電開始時点での電子雪崩の均一性のみしか考慮しておらず，実際の放電では初期電子密度の絶対値のみでなく，初期電子の空間分布の一様性も重要であろう。

§ 3. 初期電子密度の測定法

Fig. 2 Experimental setup and structure of vuv spark source.

(a) free spark and (b) surface spark.

遠赤外レーザー励起用コンパクトTEA 炭酸ガスレーザーの開発

I 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

Fig. 2 に初期電子数測定系を示す。VUV 光源として、Fig. 2(a), (b) に示す 2 種類のスパーク源を試作した。(a) は、TEA レーザに広く用いられているフリースパークで、(b) はエポキシ樹脂上での沿面スパークである。(b) については、エポキシ樹脂に金属氧化物 (ZrO_2 , ZnO) を添加して初期電子生成効率の改善を計った。(a), (b) ともに同軸ケーブル (RG-81U) の一端に設け、放電電極は銅、ギャップ長は $\sim 3\text{mm}$ である。スパーク源は、照射用スリットを設けたシールドケースの中に納めた。

充電用コンデンサは、 $C = 2\text{ nF}$ のセラミックコンデンサを 4 個まで並列使用し、最大入力エネルギーは $\sim 1.3\text{ J}$ である。Fig. 3 に典型的な放電電流波形を示す。正負充電により初期電子生成効率を比較したが、

フリースパーク、沿面スパークともにほとんど差がなかったため、以下の実験は全て負充電で行なった。

スパークにより生じた VUV 光は、直径 3.5 mm のスリットより $\sim 10^{-2}$ の立体角で、レーザガス媒質で満たされた空間を照射する。スパーク源から 8 cm の位置に設けた光電子収集用電極は、電極間隔 3.5 cm 、アノードの有効収集面積

$2 \times 8\text{ cm}^2$ で両側に電界補正用のガード電極を設けた。収集用バイアス電圧は、飽和領域で動作させるため -1.5 KV DC とした。

信号は、 $3\text{ D } 2\text{ V}$ 同軸ケーブルの容量とオシロスコープの入力インピーダンスにより積分され、電子数は電圧のピーク値として検出される。Fig. 4 に典型的な出力電圧波形を示す。この波形のピーク値 V_s は、付録に示す様に

$$V_s = \frac{eN_e}{2C} \quad (3)$$

Fig. 3 Typical spark current.
Charging voltage: 6KV , $C = 4\text{nF}$
Horizontal scale: 200ns/div ,
vertical scale: 190A/div .

Fig. 4 Typical output signal.
Horizontal scale: 0.1 ms/div.

で与えられ，電子数 N_e に比例する。 C は積分回路の容量で ~ 100 pF程度である。

§ 4. 実験結果と考察

4.1 初期電子生成のガス混合比依存性

Fig. 1の様に均一グロー放電実現に必要な初期電子数密度は，各種ガス混合比によって異なる。希望のガス混合比で，実際にどの程度の初期電子が生成されるかを評価するため，上記3種のスパーク源を用いて，各種ガス中での初期電子数を測定した。結果をFig. 5に示す。充電電圧6 kV，入力エネルギー144 mJ一定とした。Fig. 5の縦軸は，出力電圧を示し，1 Vの出力電圧は初期電子密度 $10^9 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ に対応する。

純He中では，各スパーク源に対し初期電子数はガス圧に依らずほぼ一定であった。 N_2 中でも同様の傾向を示すが，電子数の絶対値は3割程度減少した。スパーク源の違いにより生成電子数には明らかな差が認められ， ZrO_2 を添加したエボキシ上の沿面スパークの生成効率が最も良く，フリースパークに比べ2倍以上優れていた。一方，Heと CO_2 混合気体（全圧1気圧）中では，初期電子数は20 Torr程度の少量の CO_2 の混入により，純He中に比べ2ケタ近く減少し，以後 CO_2 分圧の増加とともにほぼ指数関数的に減少する。 CO_2 混入による初期電子減少の割合もスパーク源により異なり，フリースパークや ZrO_2 添加沿面スパークでは大きい。このため，電子生成効率は，純He中とは逆に金属酸化物を添加しないエボキシ上での沿面スパークが最も優れていた。しかし，いずれのスパーク源でもHe- N_2 - CO_2 混合気体中での初期電子生成率は， CO_2 のみの分圧によってほぼ決定される。

I 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

Fig. 5 Gas pressure dependence of electron production.

Fig. 5の初期電子数のスパーク源の種類やCO₂ガス圧に対する依存性は、次の様に理解できる。CO₂ガスはVUV域で電離に寄与しない非常に強い吸収帯を持っており、数cm以上の距離に渡って電離に有効な波長域は、波長λが117<λ<124nmと160nm<λの2つの領域のみである。この波長の光子のエネルギーは、高々~10eVでありCO₂(電離電圧13.7eV)、N₂(15.5eV)、He(24.5eV)を一段階光電離することはできないが、低い電離電圧を持った微量残留分子(例えばNO, 9.3eV, λ_i~134nm)の一段階電離により光電子が生成されると言われている。⁽⁵⁾ VUV光の吸収のない純HeやN₂中では、電離電圧以上の光子は全て電離に寄与する。一方、少量のCO₂を混入するとλ~120nm付近と160nm<λ以外の光は、ほぼ完全に吸収される。例えば、10TorrのCO₂中を8cm通過したVUV光は、115nm以下では~1/10³に減衰し、~140nmでは~1/10に減衰する。これは、Fig. 5で20TorrのCO₂分圧で初期電子数が2ケタ近く減少することと対応している。CO₂分圧の増加とともに~120nm付近の光子のみが電子生成に寄与するようになる。この場合、生成電子密度n_eは、⁽⁵⁾

$$n_e \propto \frac{e^{-\bar{\alpha} r P}}{r^2} \quad (4)$$

と表わされる。rはスパーク源からの距離、 $\bar{\alpha}$ はCO₂ガスによる~120nmの光子に対する吸収係数、PはCO₂ガス分圧である。光電離体積はr²で増加するので、測定される全電子数N_eは

$$N_e \propto e^{-\bar{\alpha} r P} \quad (5)$$

となり、Fig. 5の様に指数的に減少する。式(5)の $\bar{\alpha}$ をFig. 5より求めると、

$$\bar{\alpha}_{\text{CO}_2} \simeq 3 \sim 5 \times 10^{-3} / \text{cm} \cdot \text{Torr} \quad (6)$$

となり、~120nm付近のCO₂の吸収係数 $\alpha \simeq 2 \times 10^{-3} / \text{cm} \cdot \text{Torr}$ にほぼ等しい。

以上のことから、CO₂-N₂-He中での電子生成効率を改善するには、117<λ<124nmの波長域への発光割合を増やすことが重要である。この波長域の発光スペクトルは、主に原子の線スペクトルより成るので、発光に寄与する原子の種類を適当に選ぶ必要がある。この点フリースパークは発光気体がレーザー媒質により決まっているが、沿面スパークでは沿面物質

遠赤外レーザー励起用コンパクトTEA炭酸ガスレーザーの開発

I 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

により発光スペクトルを制御できる利点がある。特に、金属酸化物上での沿面スパークは、UV, VUV域での発光強度を増すことが知られている。⁽⁶⁾ このことは、He 中ではZrO₂を添加した沿面スパークで最も有効に初期電子生成が行なわれることと一致する。しかし、必ずしも~120 nm付近の発光割合が増加してはいないので、CO₂ 中では、むしろエポキシのみの沿面スパークより劣る。⁽⁷⁾ 一方、Zaroslav等⁽⁷⁾ は、ポリエチレン上の沿面スパークのVUV域での分光測定より、ポリエチレンの気化分解により生じた水素原子のHL_α共鳴線(121.5 nm)により120 nm域の発光が強められることを見出している。本実験のエポキシ樹脂上での沿面スパークでもHL_α線が生じており、それがフリースパークよりCO₂ ガス中での電子生成率を良くしていると考えられる。

次に、TEA CO₂ レーザの特性改善に広く用いられているTri-n-Propylamine (以下TNP)をCO₂ ガスに混入した時の初期電子数をFig. 5に示した。TNPは初期電子数の絶対値を大幅に改善するとともに、CO₂ ガスの増加による電子数減少を緩やかにする。これは、TNPの電離電圧が7.2 eVであり、CO₂ ガスの吸収の小さい($\alpha \approx 6 \times 10^{-4} / \text{cm} \cdot \text{Torr}$)~173 nm以下の光子により効率よく電離されるためである。TNP混入時の式(5)の $\bar{\alpha}$ は、

$$\bar{\alpha}_{\text{TNP}} \approx 10^{-3} / \text{cm} \cdot \text{Torr} \quad (7)$$

となる。

4.2 初期電子密度の充電電圧依存性

初期電子密度の絶対値を評価するため、CO₂ -N₂ -He =1:3:30混合気体(全圧1気圧)中で、充電電圧と初期電子数の関係を求めた。結果をFig. 6に示す。3種のスパーク源とも初期電子数は、充電電圧に対して直線的に増加する。沿面スパークでは、充電電圧18 KV、入力エネルギー1.3 Jの時、スパーク源から8 cmの位置での初期電子密度~10⁸ cm⁻³ が得られ、Fig. 1と比較して充分な初期電子密度が得られる。又、充電電圧6 KVの値は、Fig. 5で上記混合比に対するCO₂ 分圧~45 Torr とよく一致している。Fig. 5, Fig. 6及び式(4)を使って適当なスパーク源の配置、ガス混合比に対する初期電子密度分布を推定できる。

Fig. 6 Photo-electron production as a function of charging voltage.

4.3 初期電子密度の空間分布

Fig. 6 で得られた電子数密度は, Fig. 1 のグロー放電維持に必要な密度を与える。しかし, 実際の TEA 放電では初期電子数の絶対値とともに, その空間分布の均一性も重要である⁽⁸⁾。ここでは, 式(4), (6)を使って初期電子の空間分布を計算した。小型 TEA CO₂ レーザでよく用いられる側面からの光電離方式を用いるものとし, 2 cm の間隔で片側 21 コのスパーク源を 8 cm の距離で向い合わせた配置とした。計算に当っては, スパーク源は点光源とし等方的放射特性を仮定した。主電極方向の初期電子分布の一様性は重要でない⁽⁹⁾ので, ここでは光源を含む平面内での分布を求めた。

Fig. 7 は, 式(6)の $\bar{\alpha}_{\text{TNP}}$ を用いて CO₂ 分圧 13%, Fig. 8 は同じく 40% の時の結果を示した。図上段はスパーク列の中心付近を下段は端を示している。スパーク列の中心付近では, TEA レーザの光軸方向の均一性は非常に良く, これに直角な方向でも中心付近の 3 分

I, 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

Fig. 7 Calculated initial electron distribution. $\alpha p = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ in eq.(4). Upper trace: distribution at the central portion of spark arrays and lower trace: at the end of them. Distribution is normalized by the value at the center of upper trace.

Fig. 8 Calculated initial electron distribution $\alpha p = 0.3 \text{ cm}^{-1}$.

の1は10%以内の均一性を保っている。一方、スパーク列の端では、端効果が著しく、Fig. 7の場合主電極の大きさを端から3番目程度までにすれば均一性は非常に良くなる。VUV光吸収の影響が大きなFig. 8の場合、均一な領域は幾分狭くなる。今、各スパーク源が、Fig. 6と同程度の初期電子を生成するとすれば、Fig. 7の場合中心付近の初期電子密度は $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、Fig. 8の場合 $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ であり、Fig. 1の均一グロー放電に必要な初期電子を確保できる。又、より大きな放電空間を予備電離するには、スパーク源を主電極の背後に設けることも必要となる。

4.4 沿面スパーク源の寿命テスト

沿面スパーク源の予備電子生成効率は，フリースパーク源より優れているが，実用に際しては，耐久性が重要である。沿面スパーク源の耐久性を調べるため，入力エネルギー0.9 Jで20,000回の繰り返し放電を行ない沿面の変化を調べた。最初の～4,000回までは放電痕は一箇所であったが，放電を続けると放電痕の数が増えるとともに，痕は大きく，深くなる。この様子を Fig. 9 に示す。20,000回の放電後，放電痕の深さは中心導体付近で1～2 mmに達するが，初期電子生成効率や電子数のバラツキに明らかな変化は認められなかった。

Fig. 9 Top-on-view of surface spark source.
(a) before operation and (b). (c), (d)
after 6000, 12000, 16000 shots, respectively.

§ 5. 結 論

VUV光電離による予備電離特性について調べ以下の結果を得た。

- (1) 高CO₂分圧で均一なグロー放電維持に必要な初期電子密度は $10^6 \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 程度である。
- (2) CO₂ - N₂ - He 混合気体中の予備電離特性はCO₂ガスによるVUV光吸収によりほぼ決定され，等価吸収係数は， $3 \sim 4 \times 10^{-3} / \text{cm} \cdot \text{Torr}$ と推定される。
- (3) 初期電子数は，スパーク源の充電電圧とともに直線的に増加する。
- (4) エボキシ上の沿面スパークとフリースパークでは，前者の初期電子生成率が2～3倍優れていた。CO₂ガス中では，エボキシより生じたHL α 線により有効に光電離が行なわれるためと考えられる。

遠赤外レーザー励起用コンパクトTEA炭酸ガスレーザーの開発

I, 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

- (5) 沿面スパークの初期電子生成効率, 沿面に金属酸化物を添加することにより, 純Heガス中では改善されるが, CO_2 混合気体中では効果はほとんどない。
- (6) CO_2 混合ガス中に Tri-n-Propylamine を添加することにより初期電子数が増加するとともに, CO_2 ガスによるVUV光吸収の影響が緩和される。
- (7) (2)の結果を使って任意の CO_2 分圧に対する初期電子の空間分布を計算した。
- 現在, これ等の結果に基づいて, 高 CO_2 , N_2 分圧, 大入力エネルギーで動作するコンパクトTEA CO_2 レーザーの製作を進めている。

謝 辞

本研究を行なうに当り, 本村善博君の協力を得ました。記して感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 村岡, 岡田, 赤崎; 核融合研究 (投稿予定)
- 2) O.R.Wood II; Proc. IEEE 62(1974)355
- 3) V.N.Karnyushin, A.N.Malov and R.I.Soloukhin;
Sov. J. Quantum Electron., 8(1978)319
- 4) I.J.Lowke, A.V.Pelps and B.W.Irwin;
J.Appl. Phys. 44(1973)4664
- 5) R.V.Babcock, I.Liberman and W.D.Partlow;
IEEE J. Quantum Electron., QE-12(1976)29
- 6) R.E.Beverly III, R.H.Barnes, C.E.Moeller and M.C.Wong;
Appl. Opt., 16(1977)1572
- 7) D.Yu.Zaroslav, N.V.Karlov, G.P.Kuz'min and S.M.Nikiforov;
Sov. J. Quantum Electron., 8(1978) 695
- 8) Y.Sakai, M.Takahashi, S.Sakamoto and T.Tagashira;
J.Appl. Phys. 50(1979) 647
- 9) L.E.Kline and L.J.Denes;
J. Appl. Phys., 46(1975) 1567
- 10) H.Raether; "Electron Avalanches and Breakdown in Gases"
London Butterworths 1964

付 録 出力信号の解析

§ 3の測定では, 出力電圧は電子の生成位置やドリフト時間及び測定系の回路定数で大きく変化する。Fig. 2の測定系は Fig. 10 に示す等価回路で表わせる。今, 集電極間の中心上に N_e のイオン対が VUV 光により $t=0$ で生成されるとする。この時, 回路を流れる電流は, 電子・イオンの運動によるキャリアカレント I_{CR} と変位電流 I_d よりなり, ⁽¹⁰⁾ 回路方程式は,

$$I_{CR} + C_1 \frac{dU_{C_1}}{dt} = C_2 \frac{dU_{C_2}}{dt} + \frac{U_{C_2}}{R} \quad (8)$$

$$U_{C_1} + U_{C_2} = U_0 \quad (9)$$

となる。ここで U_{C_1} は集電極間の電圧, U_{C_2} は出力電圧, U_0 はバイアス電圧で一定である。式(8), (9)より U_{C_2} は,

Fig. 10 Equivalent circuit used for calculation of output signal as function of time.
 C_1 : capacitance of collecting electrodes.
 C_2 : capacitance of coaxial cable and input capacitance of oscilloscope
 R : input resistance of oscilloscope
 U : voltage over C .

I, 真空紫外光によるレーザー媒質の予備電離

$$(C_1 + C_2) \frac{dU_{C_2}}{dt} + \frac{U_{C_2}}{R} = I_{CR} \quad (10)$$

式(10)は、初期条件 $t=0$, $I_{CR}=0$, $U_{C_2}=0$ より簡単に解けて、

$$U_{C_2} = \frac{1}{C} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^t I_{CR} e^{\frac{t}{\tau}} dt \quad (11)$$

ここで、 $C=C_1+C_2$, $\tau=RC$ とした。

一方、キャリア電流 I_{CR} は、

$$\left. \begin{aligned} I_{CR} &= Ne \left(\frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) & 0 \leq t \leq \frac{\tau_-}{2} \\ I_{CR} &= Ne \frac{1}{\tau_+} & \frac{\tau_-}{2} \leq t \leq \frac{\tau_+}{2} \\ I_{CR} &= 0 & \frac{\tau_+}{2} \leq t \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

である。ここで、 τ_- , τ_+ は各々電子、イオンが電極間を横切るに要する時間である。式(11),

(12) より、出力電圧 U_{C_2} は、

$$U_{C_2} = \frac{Ne}{C} \left(\frac{\tau}{\tau_-} + \frac{\tau}{\tau_+} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right] \quad 0 \leq t \leq \frac{\tau_-}{2}$$

$$U_{C_2} = \frac{Ne}{C} \left[\frac{\tau}{\tau_-} \exp \left(\frac{\tau_-}{2\tau} - \frac{t}{\tau} \right) - \left(\frac{\tau}{\tau_-} + \frac{\tau}{\tau_+} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) + \frac{\tau}{\tau_+} \right] \quad \frac{\tau_-}{2} \leq t \leq \frac{\tau_+}{2}$$

$$U_{C_2} = \frac{Ne}{C} \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \left\{ \frac{\tau}{\tau_-} \left[\exp \left(\frac{\tau_-}{2\tau} \right) - 1 \right] + \frac{\tau}{\tau_+} \left[\exp \left(\frac{\tau_+}{2\tau} \right) - 1 \right] \right\} \quad \frac{\tau_+}{2} \leq t$$

Fig. 11 Calculated output signals for various values of β .

となる。Fig. 11に U_{C_2} (Ne/C で規格化)と t (τ で規格化)の関係を示した。図中の α , β は各々, $\alpha = \tau_-/\tau$, $\beta = \tau_+/\tau$ である。 τ , τ_- , τ_+ を厳密に評価することは難しいが, 本実験では, $\tau \sim \text{数}10\mu\text{s}$, $\tau_- \sim \text{数}\mu\text{s}$, $\tau_+ \sim \text{数}100\mu\text{s} \sim \text{ms}$ 程度と考えられ, Fig. 11の $\beta = 5 \sim 10$ に近いと思われ, Fig. 4の観測波形と一致する。この場合, ピーク出力は β によらずほぼ

$$U_{C_2} \approx \frac{Ne}{2C}$$

の関係がある。