

JAERI-M

7966

水素イオン源からのビーム組成の計算

1978年11月

田中 茂・柴田 猛 順

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこじください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

JAERI-M 7966

水素イオン源からのビーム組成の計算

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

田中 茂・柴田猛順

(1978年10月20日受理)

電子が温度8~12eVのマクスウェル分布をしているとして、水素イオン源から引出される電流中のイオンビーム組成比を電子密度の関数として計算した。

その結果、ビーム組成比はほぼ電子密度だけで決定され、プロトン比は電子密度が高いほど上昇する事がわかった。

JAERI - M 7966

Calculation of Ion Beam Species Extracted
from A Hydrogen Ion Source

Shigeru TANAKA and Takemasa SHIBATA
Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 20, 1978)

Ion species from a hydrogen ion source are calculated as a function of the electron density on the assumption that the energy distribution of electrons in the source is Maxwellian with temperatures 8 to 12 eV. The beam fraction of ion species depends only on the electron density, and the proton ratio increases with electron density.

Keywords: Ion Beam Species, Hydrogen Ion Source, Proton Ratio,
Electron Density

目 次

1. はじめに	1
2. 計算に際しての条件および仮定	2
3. 計 算	6
3.1 粒子バランスの式	6
3.2 各粒子密度の計算	8
3.3 イオン源の動作に関係した諸量の計算	11
4. 議論および考察	12
5. ま と め	13
謝 辞	14
文 献	14

付 録

水素イオン源中で起り得る反応過程の $\langle \sigma v \rangle$ の計算

A.1 反応過程の選択	21
A.2 $\sigma(E)$ の近似	21
A.3 マクスウェル分布の場合の $\langle \sigma v \rangle$	21
A.4 シフトしたマクスウェル分布をした電子の場合の $\langle \sigma v \rangle$	22

Contents

1. Introduction	1
2. Preparations for calculation	2
3. Calculation	6
3.1. Particle balance equations	6
3.2. Calculation of particle density for each species	8
3.3. Calculation of quantities associated with performance of the ion source	11
4. Discussions	12
5. Summary	13
Acknowledgement	14
References	14
Appendix: Calculation of rate coefficient for reactions occurring in a hydrogen ion source	21
A.1. Selection of reactions	21
A.2. Approximation to cross section $\sigma(E)$	21
A.3. Rate coefficients in the case of Maxwellian energy distribution	21
A.4. Rate coefficients in the case of shifted Maxwellian electron energy distribution	22

1. はじめに

臨界プラズマ試験装置JT-60のプラズマを第二段加熱する方法の一つとして、中性粒子入射(NBI)が予定されている。NBI装置のイオン源1台より、75 keV, 35 Aの水素イオンビームが最長10秒間引出される。そのビーム中の H^+ の割合(プロトン比)を出来るだけ大きくする事が、NBI用イオン源の開発目標の一つとして設定されている。¹⁾

イオン源より引出された分子イオン(H_2^+ (E), H_3^+ (E))の一部は、中性子セルを通過した後、 H^0 (E/2)や H^0 (E/3)に分離してプラズマに入射する。これら低エネルギーの中性粒子が、JT-60の場合の様な大半径、高密度のプラズマに入射すると、その捕獲はプラズマ表面近くで起り、ビームによるプラズマ加熱は有効に行なわれず、また電流分布が表皮分布となる恐れもある。¹⁾確かに H^+ と同一のエネルギーならば、分子イオンの方が中性化効率が高いので、イオン源の加速電圧と引出し電流が一定の場合には、分子イオンがビーム中により多く含まれているほどより多くの中性粒子パワーがプラズマに入射される。しかしながら、上記のような不都合があるため、分子イオンの割合は小さい方が望ましい。

JFT-2への中性粒子入射の際に使用された7 cmデュオピガトロン型水素イオン源からのビーム組成は、偏向磁石とファラデーカップを用いた質量分析によって測定され、加速電圧30 kV, 引出し電流5.5 Aの時に最大のプロトン比となり、 $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 61 : 29 : 10$ であった。²⁾JT-60 NBI用イオン源では、プロトン比を75%程度にする事を目標としている。¹⁾

本報告の目的は、水素イオン源からのビーム組成が何によって決定されているかを計算によって明らかにし、その結果を今後のビーム組成改良研究に生かして行くことにある。第一段階として、最も簡単な例、すなわちデュオピガトロン型イオン源PIGチャンバー内の電子エネルギー分布がマクスウェル分布をしている場合を考え、その中に H_2 ガスを導入したらどうなるかを粒子バランスの式だけから計算した。ビーム組成の計算に伴う副産物として、引出し可能電流、必要なガス流量、ガス効率等も求まるので、それらのデータはイオン源のソースプラズマ改良研究にとっても参考となると思われる。

なお、電子のエネルギー分布がマクスウェル分布をしていると仮定したが、実際のイオン源中には、一方向にだけ速度の大きい一次電子も存在する。従って、この報告で得られる計算結果はあくまで定性的なものであり、一次電子の割合が非常に小さい場合にのみ、実験と比較できる事を予めことわっておく。

計算に際して必要な、水素イオン源中で起り得る諸反応過程の反応係数($\langle \sigma v \rangle$)の計算方法及び結果は、付録にまとめてあるので参照されたい。

2. 計算に際しての条件および仮定

計算式を立てるに際して、イオン源PIGチェンバー内で起きている諸現象をモデル化あるいは単純化して、計算が出来るだけ容易になるように準備しておく必要がある。条件および仮定を以下に列挙する。

① PIGチェンバー内の反応過程は、Table-1に示されたものだけを考慮する。それらの反応過程の反応係数($\langle \sigma v \rangle$)は付録を参照せよ。(Table-1での番号のつけ方は、付録に準じているので欠番がある。)

② PIGチェンバー内の電子のエネルギー分布はマクスウェル分布をしているものとする。

③ 容器壁(PIGチェンバー側壁、アノード、ターゲットカソード)に入射したイオンは、壁面で電子と再結合して消滅し、水素分子(H_2)として容器内に戻るものとする。

④ 容器壁に入射した水素原子(H)は、壁面で他の H と合体して、 H_2 として容器内に戻るものとする。

⑤ PIGチェンバーの側壁でのイオン密度($n_i(r_w)$)は、軸方向に一様磁場 $B=10$ ガウスがかけられている時には、

$$n_i(r_w) = 0.25 n_i(0)$$

となっているとする。ただし、 $n_i(0)$ は、中心軸上($r=0$)でのイオン密度を表わす。

⑥ イオンの壁への損失は、両極性拡散によってではなく、自由落下(free fall)的に起るものとする。すなわち、ガス圧が低い。

⑦ 水素原子 H の壁への損失は、 H_2 との衝突による拡散によってではなく、分子流的な壁への飛び込みとする。

⑧ 定常状態とする。

⑨ 計算の対象としたのは、10 cm ϕ イオン源(Fig. 1)のPIGプラズマ部である。

次に、上述の条件あるいは仮定について、詳しく説明する。

①について、

Table-1に示した反応過程のほかにも、水素気体中での放電に際して起りえる反応過程は多数ある(付録参照)が、反応断面積が小さいものや不明なもの、荷電交換や励起のように我々が対象としている粒子種の粒子バランスに直接関係しないものはすべて無視した。電子が温度8~12 eVのマクスウェル分布をしているとした時Table-1の中の番号で1から4までの反応過程をその反応係数の大きい順に並べると2, 1, 4, 3となる(付録のFig. A1参照)。反応過程3と4の反応係数は他の二つのものと比べてかなり小さく、ここでの計算では無視してもさしつかえない。しかしながら、あとで触れるように、もし電子がおよそ60 eV以上の高エネルギービームとなっている場合には、それらの反応係数は、反応過程2の反応係数よりも大きくなる(付録のFig. A4参照)。従って、そのような場合にも、ここで考える粒子バランスの式が使えるように、反応過程3と4は名目的に残しておく。同様に、Table-1の番号で5から7までの反応過程をその反応係数の大きい順に並べると、5, 6, 7となり(付録のFig. A1参照)、6と7の過程の反応係数は5の過程のそれと比べて無視し得る。結局ここでの計算で

重要な反応過程は、以下の7つである。

1. $e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$
2. $e + H_2 \rightarrow H + H + e$
5. $e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H + e$
8. $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$
10. $e + H \rightarrow H^+ + 2e$
15. $e + H_3^+ \rightarrow \text{neutrals} (e + H_3^+ \rightarrow H + H_2 \text{ と仮定})$
16. $e + H_3^+ \rightarrow \text{protons} (e + H_3^+ \rightarrow H^+ + 2H + e \text{ と仮定})$

なお、反応過程8の反応係数は、 H_2^+ の温度が1 eVの時のものを採用した (Fig. A3 参照) ②について;

デュオピガトロン型イオン源のPIGチェンバー内には、カソードプラズマとPIGプラズマの境界層に発生する電気二重層のポテンシャルジャンプ³⁾で加速された高エネルギーの一次電子 (primary electrons) が存在するはずである。それら一次電子がPIGチェンバー内の中性粒子やイオンと弾性あるいは非弾性衝突をして減速され熱化したもの、あるいは反応過程1, 3, 7, 10のように中性粒子や分子イオンを電離した際に二次的に発生する電子、等から成り立っているのが熱的電子 (thermal electrons) である。PIGチェンバー内の一次電子の密度は、熱的電子のそれと比べて小さく、その存在はPIGチェンバー内のガス圧が低い時にPIGプラズマの探針測定を行うと電子のエネルギー分布が二成分的になるという測定結果⁴⁾にわずかに示されている程度で、通常の場合にはその検出は容易ではないであろう。

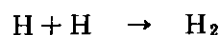
一次電子だけを考慮した水素イオン源からのビーム組成比を求め実験と比較した計算⁶⁾、反応過程の1と10を一次電子で、反応過程の5を熱的電子で考え、他の反応過程は無視してプロトン比を求めた計算⁷⁾もあるが、ここでは熱的電子だけを考慮する。探針測定によれば、我々のイオン源のPIGチェンバー内の電子温度は10 eV前後であるので、ここでは $kT_e = 8, 10, 12 \text{ eV}$ の三通りについて計算し、電子温度の影響を調べる。

③について;

一般に浮電位にある壁には、プラズマより電子とイオンが同じ数だけ入射し、その壁面で再結合する。その結果できた中性粒子は、壁面がかなりの高温でない限り、水素分子として容器内に戻って行く。^{8, 9, 10)} アノードに入射するイオンも、それよりずっと多く入射する電子の一部によって再結合されるので、同じ事が言える。

④について;

常温の金属表面に接触している水素原子に、もう一つの原子が接近すると、大部分壁面で



の再結合を起し、壁をはなれて行く。¹¹⁾

⑤について;

陽光柱内に1種類の中性ガス粒子と、1種類のイオンと、電子しかない場合の陽光柱の理論的取扱いは比較的容易である。

低いガス圧の場合、陽光柱内で静止して生成されたイオンは壁に自由に飛び込んで行く。その速さを決めるのは、陽光柱内の電位分布である。以上のような考え方で話を進めるのが自由

落下の理論 (free fall theory) ^{5,12,13)} であり、円筒対称系の場合、側壁面付近でのプラズマ密度は陽光柱中心での 0.315 倍となり、イオンの速度はイオン音波速度の 1.54 倍となる。⁵⁾

一方、高いガス圧の場合、イオンや電子は高密度の中性粒子と噓んに衝突を行ない、両極性拡散によって壁に達するという考え方 (ambipolar diffusion theory) ^{5,12,14)} があり、側壁面付近でのプラズマ密度は零となる。

上記の両極限の理論を包含して一般的な取扱いをできるようにしたのが、陽光柱を流体方程式で記述した流体的理論 (fluid theory) である。衝突の程度を表わすパラメーターの大小により、上記両極限の理論の結果に近いものが得られる。又、磁場が存在する場合の陽光柱の理論も得られている。⁵⁾

⑤の仮定は、流体的理論の結果を借用してきたものである。我々の場合、中性粒子として、 H_2 と H 、イオンとしては H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の三つが存在するので、上記の陽光柱の理論を即座には適用できない事は承知している。しかし二種の中性粒子と三種のイオンが存在する場合の陽光柱の理論は見当たらないので、イオンの壁への損失をとりあえず決定するために⑤の仮定をおいた。

⑥について；

文献5)によれば、プラズマ中の電子やイオンが他粒子と衝突する程度を表わす無次元量、

$$\bar{n} = \bar{n}_e + \bar{n}_i \quad (1)$$

$$\bar{n}_e = \frac{m}{M} \left(1 + \frac{\nu_e}{Z} \right)$$

$$\bar{n}_i = 1 + \frac{\nu_i}{Z}$$

$$Z = n_g \langle \sigma v \rangle$$

ν_e, ν_i : 電子とイオンの運動量輸送衝突周波数

m, M : 電子とイオンの質量

n_g : 中性ガスの密度

$\langle \sigma v \rangle$: 電離の反応係数

が、1に近いほど、そのプラズマは無衝突的 (collision-less) であり、逆に \bar{n} が1よりずっと大きい場合には、衝突過程が圧倒的 (collisional) となってくる。一般に、ガス圧が低いほど無衝突的であり、陽光柱に関して、自由落下の理論 (free fall theory) ¹³⁾ が良く成立し、ガス圧が高いほど衝突的になって両極性拡散に基づいた理論 ¹⁴⁾ が良く成立するようになる。

我々の場合、圧力 $P_{H_2} \sim 3 \times 10^{-3}$ (Torr)、軸方向の電場 $E \sim 20$ (V/m) ¹⁵⁾ とすると、

$$\nu_i \sim 10^5 \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (H^+ \text{ in } H_2)$$

$$\nu_e \sim 1.5 \times 10^7 \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (e \text{ in } H_2)$$

となり、⁵⁾ 反応過程1で表わされる H_2 の電離を考えると $kT_e \sim 10$ eV の時、 $Z \sim 6 \times 10^5$ (sec⁻¹) となる。従って、

$$\delta_i = 1 + \frac{10^5}{6 \times 10^5} \sim 1.2$$

$$\delta_o = \frac{1}{2 \times 1836} \left(1 + \frac{1.5 \times 10^7}{6 \times 10^5} \right) \sim 7 \times 10^{-3}$$

$$\therefore \delta \sim 1.2$$

となり、無衝突的である。即ち、自由落下の理論が良く成立する。

⑦について、

H₂ との衝突による拡散によってHが壁へ逃げて行くとすると有限長の円筒の中では、Hの寿命は次式で与えられる。¹⁶⁾

$$\tau_H = \frac{1}{D_{H-H_2} \left(\left(\frac{\pi^2}{L} \right)^2 + \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 \right)} \quad (2)$$

D_{H-H_2} : HとH₂の衝突による拡散係数

L : 円筒容器の軸方向の長さ

R : 円筒容器の半径

この式に、 $P_{H_2} \sim 3 \times 10^{-3}$ (Torr), $E \sim 20$ (V/m), $T_{H_2} \sim 300$ (°K) の場合の拡散係数 $D_{H-H_2} \sim 5.6 \times 10^6$ (cm²/s)¹⁷⁾, $L = 14$ (cm), $R = 7.5$ (cm) を代入すると、 $\tau_H \sim 1.2 \times 10^{-6}$ (sec) となる。

一方、発生したHがそのまま壁に飛び込むとする分子流的な考え方をとると、Hの寿命は次式で与えられる。

$$\tau_H = \frac{V_{PIG}}{\frac{1}{4} \bar{v}_H S_{wall}} \quad (3)$$

$$\bar{v}_H = \sqrt{\frac{8kT_H}{\pi M_H}} \quad : \text{H粒子の平均速さ}$$

V_{PIG} : PIGチャンバー内体積

S_{wall} : PIGチャンバー内表面積

Hの温度 $T_H \sim 1$ eV⁶⁾, $V_{PIG} \sim 2800$ (cm³), $S_{wall} \sim 1400$ (cm²) を代入すると、 $\tau_H \sim 5 \times 10^{-6}$ (sec) となる。

拡散に基づく考え方では、HはH₂と何回か衝突した後に壁に到着するのであるから、分子流的な考え方から求めた寿命よりは長くなければならない。しかるに、ここでの計算結果では、拡散に基づいた寿命が分子流的な考え方に基づいた寿命より短くなっており、理屈に合わない。従って、我々は分子流的な考え方を採用する。

⑧について；

表1の反応過程1から4の中で最も小さい反応係数をもつ3の反応過程でも、 $kT_e \sim 10$ eVの時、その反応周波数は、

$$n(H_2) \langle \sigma v \rangle \sim 10^{14} \times 7 \times 10^{-11} = 7 \times 10^3 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$$

である。すなわち、およそ $100 \mu\text{s}$ の時定数で反応が行なわれている。この時定数は、イオン源の放電時間(数百ms～数s)に比べれば十分に小さく、イオン源内の反応過程は完全に定常となっている。

⑨について；

10 cm ϕ イオン源からのビーム組成比は測定されてなく、現在のところここでの計算結果を実験と直接比較できない。しかしながら、ここでの計算で得られる定性的な結果は、別の大きさのイオン源についても適用できる。

3. 計 算

3.1 粒子バランスの式

電子密度 n_e と水素分子密度 $n(H_2)$ は与えられているものとする。従って、それらについての粒子バランスの式は考えない。

イオンの壁への損失は、イオン源の動作効率を決定する重要な要素である。低圧ガスプラズマ中のイオンが壁に飛び込んでいく速さ v_i は、よく知られた Bohm の評価式¹⁸⁾

$$v_i \geq C_{si} \equiv \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \quad (4)$$

を満たす。通常イオンの壁への損失を考える時、(4)式で等号が成り立つ場合を考える。^{5, 19)} 即ち、イオンはその粒子のイオン音波速度で壁に飛び込む。 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の三種のイオン音波速度を考えた場合、その比は、 $1 : 1/\sqrt{2} : 1/\sqrt{3}$ となっていることに注意する必要がある。すなわち、 H^+ は壁に飛び込んで消失しやすいと同時に、ビームとして系外に引き出されやすい。

二枚の平板間に存在する無衝突的なプラズマを考えた場合、板壁でのイオン密度は、中心部での密度の0.5倍となっている⁵⁾。この事は、2節で述べた⑥の条件と同様に、粒子バランスの式にとり込まれる。

以上の事や、2節で述べた仮定及び条件を全て考慮すると各粒子種の粒子バランスの式は以下の様に見える。

⑧について；

表1の反応過程1から4の中で最も小さい反応係数をもつ3の反応過程でも、 $kT_e \sim 10 \text{ eV}$ の時、その反応周波数は、

$$n[\text{H}_2] \langle \sigma v \rangle \sim 10^{14} \times 7 \times 10^{-11} = 7 \times 10^3 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$$

である。すなわち、およそ $100 \mu\text{s}$ の時定数で反応が行なわれている。この時定数は、イオン源の放電時間(数百ms～数s)に比べれば十分に小さく、イオン源内の反応過程は完全に定常となっている。

⑨について；

10 cm ϕ イオン源からのビーム組成比は測定されてなく、現在のところここでの計算結果を実験と直接比較できない。しかしながら、ここでの計算で得られる定性的な結果は、別の大きさのイオン源についても適用できる。

3. 計 算

3.1 粒子バランスの式

電子密度 n_e と水素分子密度 $n[\text{H}_2]$ は与えられているものとする。従って、それらについての粒子バランスの式は考えない。

イオンの壁への損失は、イオン源の動作効率を決定する重要な要素である。低圧ガスプラズマ中のイオンが壁に飛び込んでいく速さ v_i は、よく知られた Bohm の評価式¹⁸⁾

$$v_i \geq C_{si} \equiv \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \quad (4)$$

を満たす。通常イオンの壁への損失を考える時、(4)式で等号が成り立つ場合を考える。^{5, 19)} 即ち、イオンはその粒子のイオン音波速度で壁に飛び込む。 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ の三種のイオン音波速度を考えた場合、その比は、 $1 : 1/\sqrt{2} : 1/\sqrt{3}$ となっていることに注意する必要がある。すなわち、 H^+ は壁に飛び込んで消失しやすいと同時に、ビームとして系外に引き出されやすい。

二枚の平板間に存在する無衝突的なプラズマを考えた場合、板壁でのイオン密度は、中心部での密度の0.5倍となっている⁵⁾。この事は、2節で述べた⑤の条件と同様に、粒子バランスの式にとり込まれる。

以上の事や、2節で述べた仮定及び条件を全て考慮すると各粒子種の粒子バランスの式は以下の様に見える。

H :

$$\begin{aligned} & \alpha_8 n [H_2^+] n [H_2] \\ & + \{ [2(\alpha_2 + \alpha_4) + \alpha_3] n [H_2] + (\alpha_5 + 2\alpha_6) n \\ & [H_2^+] + (\alpha_{15} + 2\alpha_{16}) n [H_3^+] \} n_e - (\alpha_{10} n_e + \eta_{HOUT} + \eta_{Hwall}) n \\ & [H] = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

H⁺ :

$$\begin{aligned} & [(\alpha_5 + 2\alpha_7) n [H_2^+] + \alpha_{16} n [H_3^+] + \alpha_3 n [H_2] \\ & + \alpha_{10} n [H]] n_e - (\eta_{H^+OUT} + \eta_{H^+wall}) n [H^+] \\ & = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

H₂⁺ :

$$\begin{aligned} & \alpha_1 n_e n [H_2] - [\alpha_8 n [H_2] + (\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7) n_e \\ & + \eta_{H_2^+OUT} + \eta_{H_2^+wall}] n [H_2^+] = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

H₃⁺ :

$$\begin{aligned} & \alpha_8 n [H_2^+] n [H_2] \\ & - [(\alpha_{15} + \alpha_{16}) n_e + \eta_{H_3^+OUT} + \eta_{H_3^+wall}] n [H_3^+] = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

ただし,

$$\eta_{HOUT} = \frac{1}{4} \bar{v}_H \frac{S_{OUT}}{V_{PIG}} \quad (s^{-1})$$

$$\eta_{Hwall} = \frac{1}{4} \bar{v}_H \frac{S_{wall}}{V_{PIG}} \quad (s^{-1})$$

$$\bar{v}_H = \sqrt{\frac{8kT_H}{\pi M_H}} \quad (cm/s)$$

$$S_{wall} = S_{PIG} + S_{anode,in} + S_{anode,out} + S_{T.C.} - S_{OUT} \quad (cm^2)$$

$$\eta_{jOUT} = 0.5 C_{sj} \frac{S_{OUT}}{V_{PIG}} \quad (s^{-1})$$

$$C_{sj} = \sqrt{\frac{kT_e}{M_j}} \quad (cm/s) \quad (j = H^+, H_2^+, H_3^+)$$

$$\eta_{jwall} = \eta_{j anode} + \eta_{j PIG} + \eta_{j,T.C.} - \eta_{jOUT} \quad (s^{-1})$$

$$\eta_{j anode} = 0.42 C_{sj} \frac{S_{anode,in} + S_{anode,out}}{V_{PIG}} \quad (s^{-1})$$

(磁場なしの場合)

$$= 0.25 C_{sj} \frac{S_{anode,in} + S_{anode,out}}{V_{PIG}} \quad (s^{-1})$$

(磁場ありの場合)

$$\eta_{j \text{ PIG}} = 0.42 C_{sj} \frac{S_{\text{PIG}}}{V_{\text{PIG}}} \quad (\text{s}^{-1})$$

(磁場なしの場合)

$$= 0.25 C_{sj} \frac{S_{\text{PIG}}}{V_{\text{PIG}}} \quad (\text{s}^{-1})$$

(磁場ありの場合)

$$\eta_{j \text{ T.C.}} = 0.5 C_{sj} \frac{S_{\text{T.C.}}}{V_{\text{PIG}}} \quad (\text{s}^{-1})$$

又、(5)~(8)式中の表示は、

 n_e : 電子密度 (cm^{-3}) $n[j]$: j 粒子の密度 (cm^{-3})($j = \text{H}, \text{H}_2, \text{H}^+, \text{H}_2^+, \text{H}_3^+$) α_i : 付録内の反応過程番号 i の反応係数 $\langle \sigma v \rangle$ (cm^3/s)

のように定義されている。イオン源の寸法に関係した量としては、

 S_{OUT} : ターゲットカソードのビーム引出し用開孔部面積 (cm^2) S_{PIG} : PIGチャンバーの側壁部面積 (cm^2) $S_{\text{anode, in}}$: アノードの内側表面積 (cm^2) $S_{\text{anode, out}}$: アノードの外側表面積 (cm^2) $S_{\text{T.C.}}$: ターゲットカソード面積 (S_{OUT} も含む) (cm^2) V_{PIG} : PIGチャンバー内容積 (cm^3)のように定義され、10 cm ϕ イオン源の場合 $S_{\text{OUT}} = 48$ (cm^2) $S_{\text{PIG}} = 452$ (cm^2) $S_{\text{anode, in}} = 232$ (cm^2) $S_{\text{anode, out}} = 311$ (cm^2) $S_{\text{T.C.}} = 384$ (cm^2) $V_{\text{PIG}} = 2790$ (cm^3)

である。

(5)から(8)の式で、左辺の正の項は、その粒子種の生成項を、負の項は損失項を表わしている。

3.2 各粒度密度の計算

まず、式(7)より $n[\text{H}_3^+]$ が求まる。

$$\begin{aligned}
 n(\text{H}_2^+) &= \frac{\alpha_1 n_e n(\text{H}_2)}{\alpha_8 n(\text{H}_2) + (\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7) n_e + \eta_{\text{H}_2^+ \text{OUT}} + \eta_{\text{H}_2^+ \text{wall}}} \\
 &= \frac{\alpha_1 n(\text{H}_2)}{(\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7) \left(1 + \frac{\alpha_8 n(\text{H}_2) + \eta_{\text{H}_2^+ \text{OUT}} + \eta_{\text{H}_2^+ \text{wall}}}{(\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7) n_e} \right)} \quad (9)
 \end{aligned}$$

式(9)の関数形よりわかるように、もし $n(\text{H}_2)$ が一定ならば、 $n(\text{H}_2^+)$ は n_e とともに増加するが、 n_e が大きくなると一定値

$$n(\text{H}_2^+) \rightarrow \frac{\alpha_1}{(\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7)} n(\text{H}_2) \sim \frac{\alpha_1}{\alpha_5} n(\text{H}_2)$$

に近づく (Fig. 2 参照)。

次に式(8)より $n(\text{H}_3^+)$ が求まる。

$$n(\text{H}_3^+) = \frac{\alpha_8 n(\text{H}_2)}{(\alpha_{15} + \alpha_{16}) n_e + \eta_{\text{H}_3^+ \text{OUT}} + \eta_{\text{H}_3^+ \text{wall}}} n(\text{H}_2^+) \quad (10)$$

(10)よりわかるように、もし $n(\text{H}_2)$ が一定ならば、比 $n(\text{H}_3^+)/n(\text{H}_2^+)$ は、 n_e が大きくなるとともに零に近づく。上で述べた $n(\text{H}_2^+)$ の n_e 依存性も考慮すると、もし $n(\text{H}_2)$ が一定ならば、 n_e の小さいところでは $n(\text{H}_3^+)$ は n_e とともに増加するが、 $n(\text{H}_2^+)$ が一定値に近づいてくる大きい n_e の領域では減少する (Fig. 2 参照)。

さらに式(5)より、

$$\begin{aligned}
 n(\text{H}) &= \frac{1}{\alpha_{10} n_e + \eta_{\text{H OUT}} + \eta_{\text{H wall}}} \{ \alpha_8 n(\text{H}_2^+) n(\text{H}_2) \\
 &\quad + [(2(\alpha_2 + \alpha_4) + \alpha_3) n(\text{H}_2) + (\alpha_5 + 2\alpha_6) n(\text{H}_2^+) \\
 &\quad + (\alpha_{15} + 2\alpha_{16}) n(\text{H}_3^+)] n_e \} \\
 &= \frac{1}{\alpha_{10} + \frac{\eta_{\text{H OUT}} + \eta_{\text{H wall}}}{n_e}} \left\{ \alpha_8 \frac{n(\text{H}_2^+)}{n_e} n(\text{H}_2) \right. \\
 &\quad \left. + [(2(\alpha_2 + \alpha_4) + \alpha_3) n(\text{H}_2) + (\alpha_5 + 2\alpha_6) n(\text{H}_2^+) + (\alpha_{15} + 2\alpha_{16}) n(\text{H}_3^+)] \right\} \quad (11)
 \end{aligned}$$

(11)よりわかるように、 $n(\text{H}_2)$ が一定ならば、小さい n_e では $n(\text{H}_2^+)$ も $n(\text{H}_3^+)$ も n_e とともに増加するから、 $n(\text{H})$ も n_e とともに増加する。 n_e が大きくなって、 $n(\text{H}_2^+)$ が一定値に近づき、 $n(\text{H}_3^+)$ が減少すると、 $n(\text{H})$ は一定値、

$$n[H] \rightarrow \frac{1}{\alpha_{10}} \left[2(\alpha_2 + \alpha_4) + \alpha_3 + \frac{\alpha_5 + 2\alpha_6}{\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7} \alpha_1 \right] n[H_2]$$

$$\sim \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{\alpha_{10}} n[H_2]$$

に近づく (Fig. 4 参照)。

最後に, (6)から,

$$n[H^+] = \frac{1}{\eta_{H^+OUT} + \eta_{H^+wall}} \left\{ (\alpha_5 + 2\alpha_7) n[H_2^+] + \alpha_{16} n[H_3^+] \right. \\ \left. + \alpha_3 n[H_2] + \alpha_{10} n[H] \right\} n_e \quad (12)$$

(12)よりわかるように, $n[H_2]$ が一定ならば, n_e の小さいところでは $n[H_2^+]$, $n[H_3^+]$, $n[H]$ は n_e とともに増加するから, $n[H^+]$ は n_e の二乗に比例するような割合で急激に増加する。 n_e が大きくなると, $n[H_2^+]$ と $n[H]$ は一定値に近づき, $n[H_3^+]$ は減少するから, 大きい n_e の領域では $n[H^+]$ は, 次のように書ける。

$$\eta[H^+] \rightarrow \frac{2}{\eta_{H^+OUT} + \eta_{H^+wall}} \left(\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + \frac{\alpha_5 + 2\alpha_7}{\alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7} \alpha_1 \right) \\ \times n[H_2] n_e$$

$$\sim \frac{2}{\eta_{H^+OUT} + \eta_{H^+wall}} (\alpha_1 + \alpha_2) n[H_2] n_e$$

すなわち, $n[H_2]$ が一定ならば, 大きい n_e では $n[H^+]$ は n_e の一乗に比例する。

以上, 見て来たように n_e が非常に大きくなっても n_e とともに増加し続けるのは $n[H^+]$ だけである。従って, $n[H_2]$ が一定ならば, n_e が非常に大きい時, イオンの大部分は H^+ である。すなわち, プロトン比を高めようとするならば, まず第一に電子密度 n_e を高めるように努めるべきである。

計算手順としては, (9)で求めた $n[H_2^+]$ の値を, (10)に代入して $n[H_3^+]$ を求め, 次にその $n[H_2^+]$ と $n[H_3^+]$ の値を(11)に代入して $n[H]$ を求めるというように, 前の式番号の計算結果を利用して順次計算して行けば良い。計算結果の一例を Fig. 2, 3, 4 に示す。この例では, $kT_e = 10$ eV, 磁場ありとしている。Fig. 2と3は, $n[H_2]$ が一定として, n_e の関数として求めた $n[H^+]$, $n[H_2^+]$, $n[H_3^+]$ およびそれらの和

$$n_i = n[H^+] + n[H_2^+] + n[H_3^+]$$

を示しており, Fig. 4は $n[H]$ と $n[H_2]$ を示す。それらは(9)から(12)の式のところで説明したような n_e 依存性を示している。又, 当然ではあるが, 同じ n_e に対しては $n[H_2]$ が大きいほど, 全ての粒子密度が大きくなる事を示している。興味を引くのは, 大きい n_e では $n[H]$ が $n[H_2]$ を上まわる事であろう。

なお、Fig. 2, 3, 4 中の×印は、中性条件 $n_i = n_e$ (第4節参照) を満たしている点を表わしている。

3.3 イオン源の動作に関係した諸量の計算

3.1 で示した粒子バランスの式では、イオンビームあるいは水素原子又は水素分子としてイオン源のターゲットカソードの開孔部から系外に出ていく粒子の数も勘定に入れられ、壁に入射する粒子と区別されている。この系外に出ていく粒子数を勘定して、組み合わせれば、その時に必要な供給ガス流量 Q 、イオンとして系外に出て行く電流 I_{tot} 、およびその電流中の H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ のビーム組成比、また供給したガス流量のうち何%がイオンの形で出て行ったかを表わすガス効率 η_G が求まる。それらを与える式を以下に示す。

供給すべきガス流量；

$$\begin{aligned} Q \text{ (H}_2\text{/sec)} &= Q_{H_2\text{OUT}} + \frac{1}{2} Q_{H\text{OUT}} + \frac{3}{2} Q_{H_3^+\text{OUT}} + Q_{H_2^+\text{OUT}} + \frac{1}{2} Q_{H^+\text{OUT}} \\ &= \{ \eta_{H_2\text{OUT}} n(H_2) + \frac{1}{2} \eta_{H\text{OUT}} n(H) \\ &\quad + \frac{3}{2} \eta_{H_3^+\text{OUT}} n(H_3^+) + \eta_{H_2^+\text{OUT}} n(H_2^+) \\ &\quad + \frac{1}{2} \eta_{H^+\text{OUT}} n(H^+) \} V_{PIG} \end{aligned} \quad (13)$$

引出し可能電流；

$$I_{tot} \text{ (A)} = \sum_j I_j \quad (j = H^+, H_2^+, H_3^+)$$

$$\text{但し, } I_j = e \eta_{j\text{OUT}} n(j) V_{PIG} \quad (14)$$

ビーム組成比；

$$I_{H^+} : I_{H_2^+} : I_{H_3^+}$$

ガス効率；

$$\eta_G \equiv Q_{ion} / Q = \left(\frac{3}{2} Q_{H_3^+\text{OUT}} + Q_{H_2^+\text{OUT}} + \frac{1}{2} Q_{H^+\text{OUT}} \right) / Q$$

なお、供給ガス流量 Q は、 $\text{Torr} \cdot \text{l} / \text{s}$ の単位で表わされる。

Fig. 5~7 に、 $n(H_2)$ を一定とした場合の、 Q 、 I_{tot} 、およびビーム組成比の n_e 依存性を示す。条件は、Fig. 2, 3, 4 と同じく $kT_e = 10 \text{ eV}$ 、磁場ありである。3.2 節の Fig. 3, 4 で見たように n_e とともに $n(H)$ と n_i が増加するので、 Q と I_{tot} は n_e とともに増加する。又、3-2 の(12)式のところで説明したように、プロトン比は n_e とともに増加する。また、興味深いのは、 n_e が一定ならばプロトン比は $n(H_2)$ に依存しない事である。

Fig. 7 では $kT_e = 10 \text{ eV}$ として、 $n(H_2)$ をパラメーターとしたが、今度は $n(H_2) = 4 \times 10^{13} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ として、 kT_e をパラメーターとした場合に、ビーム組成比の n_e 依存性を示したのが Fig. 8 である。 n_e が一定ならば、ビーム組成比は電子温度にあまり依存しない事を示

している。

なお、Fig. 5~8の中で×印は、中性条件 ($n_i = n_e$) を満たす点を表わしている。即ち、Fig. 7を見た場合、電子温度が一定ならば、 $n[\text{H}_2]$ が小さいほど中性条件満たす n_e が大きくなり、プロトン比が高まっている。またFig. 8を見た場合、 $n[\text{H}_2]$ が一定ならば、電子温度が低いほど中性条件を満たす n_e が大きくなり、プロトン比が高まっている。

Fig. 7, 8の重要な点は、ビーム組成比を n_e の関数として与えた場合、その曲線形状は $n[\text{H}_2]$ や kT_e によってほとんど変化しない事である。すなわち、ビーム組成比は、イオン源形状が決定されれば、電子密度だけで大略決定されてしまう。 $n[\text{H}_2]$ と kT_e は、中性条件を満たす n_e がどこにくるかを決定するだけである。

4. 議論および考察

3.2, 及び3.3では、諸量を電子密度の関数として計算しただけで、その電子密度がどのようにして決定されるかについては説明しなかった。

熱的電子による電離によって生成されたイオンからなるプラズマは、中性条件 ($n_i = n_e$) を満たしていなければならない。⁶⁾ 我々の計算では、2節の②で述べたようにPIGチェンバー内の電子は熱的電子のみから成ると仮定しているので、中性条件が満たされている時の諸量のみが意味をもつ。

3.2節で見たように、 $n[\text{H}^+]$, $n[\text{H}_2^+]$, $n[\text{H}_3^+]$ は、 $n[\text{H}_2]$ と kT_e と n_e の関数である。従って、 n_i もそれら三つの変数の関数である。中性条件を満たす事は、次の様に表わされる。

$$n_i(n[\text{H}_2], n_e, kT_e) - n_e = 0$$

すなわち

$$f(n[\text{H}_2], kT_e, n_e) = 0 \quad (10)$$

f の関数形は、(10)と(12)で表わされる $n[\text{H}_3^+]$ と $n[\text{H}^+]$ を、 $n[\text{H}_2^+]$ と同様に、 $n[\text{H}_2]$ と n_e を用いて表現すれば求まる。 $n[\text{H}_2]$ と kT_e を指定すれば、(10)式は、 n_e に関する三次方程式となる。

(10)式の意味するところは、三変数 $n[\text{H}_2]$, kT_e , n_e のうち二つを指定すれば、残りの一つが決定されてしまう事である。あるいは、熱的電子からなる水素プラズマ中では、(10)式を満たすように三変数が調整しあっているとみえる。

Fig. 3はその様子を示しており、電子温度及び $n[\text{H}_2]$ を指定すれば、 n_i の曲線は n_e の直線と一点でしか交叉しない。その交点が中性条件を満たしている点である。電子温度が8eVと12eVの場合にも、Fig. 3と同様な図が得られ、いろいろな $n[\text{H}_2]$ の値に対応して各々中性条件を満たす n_e が求まる。

以上は、イオン源構造を一定とした場合の話であるが、もしイオン源構造を工夫してイオンの壁損失を減少できるようにすれば中性条件を満たす電子密度が上昇する。例えば、ここでの

している。

なお、Fig. 5~8の中で×印は、中性条件 ($n_i = n_e$) を満たす点を表わしている。即ち、Fig. 7を見た場合、電子温度が一定ならば、 $n[\text{H}_2]$ が小さいほど中性条件満たす n_e が大きくなり、プロトン比が高まっている。またFig. 8を見た場合、 $n[\text{H}_2]$ が一定ならば、電子温度が低いほど中性条件を満たす n_e が大きくなり、プロトン比が高まっている。

Fig. 7, 8の重要な点は、ビーム組成比を n_e の関数として与えた場合、その曲線形状は $n[\text{H}_2]$ や kT_e によってほとんど変化しない事である。すなわち、ビーム組成比は、イオン源形状が決定されれば、電子密度だけで大略決定されてしまう。 $n[\text{H}_2]$ と kT_e は、中性条件を満たす n_e がどこにくるかを決定するだけである。

4. 議論および考察

3.2, 及び3.3では、諸量を電子密度の関数として計算しただけで、その電子密度がどのようにして決定されるかについては説明しなかった。

熱的電子による電離によって生成されたイオンからなるプラズマは、中性条件 ($n_i = n_e$) を満たしていなければならない。⁶⁾ 我々の計算では、2節の②で述べたようにPIGチェンバー内の電子は熱的電子のみから成ると仮定しているの、中性条件が満たされている時の諸量のみが意味をもつ。

3.2節で見たように、 $n[\text{H}^+]$, $n[\text{H}_2^+]$, $n[\text{H}_3^+]$ は、 $n[\text{H}_2]$ と kT_e と n_e の関数である。従って、 n_i もそれら三つの変数の関数である。中性条件を満たす事は、次の様に表わされる。

$$n_i(n[\text{H}_2], n_e, kT_e) - n_e = 0$$

すなわち

$$f(n[\text{H}_2], kT_e, n_e) = 0 \quad (10)$$

f の関数形は、(10)と(12)で表わされる $n[\text{H}_3^+]$ と $n[\text{H}^+]$ を、 $n[\text{H}_2^+]$ と同様に、 $n[\text{H}_2]$ と n_e を用いて表現すれば求まる。 $n[\text{H}_2]$ と kT_e を指定すれば、(10)式は、 n_e についての三次方程式となる。

(10)式の意味するところは、三変数 $n[\text{H}_2]$, kT_e , n_e のうち二つを指定すれば、残りの一つが決定されてしまう事である。あるいは、熱的電子からなる水素プラズマ中では、(10)式を満たすように三変数が調整しあっているとみえる。

Fig. 3はその様子を示しており、電子温度及び $n[\text{H}_2]$ を指定すれば、 n_i の曲線は n_e の直線と一点でしか交叉しない。その交点が中性条件を満たしている点である。電子温度が8eVと12eVの場合にも、Fig. 3と同様な図が得られ、いろいろな $n[\text{H}_2]$ の値に対応して各々中性条件を満たす n_e が求まる。

以上は、イオン源構造を一定とした場合の話であるが、もしイオン源構造を工夫してイオンの壁損失を減少できるようにすれば中性条件を満たす電子密度が上昇する。例えば、ここでの

計算で想定したような縦磁場をかける方法以外にも、ラインカusp磁場や多極磁場等の磁気系を用いる事や、PIGチェンバー側壁をアノード電位にする事、等が実行され効果をあげている。^{15,20)} このような方法で電子密度を高めたとしてもやはりプロトン比が上昇するはずである。すなわち、イオン源が高効率化するほどプロトン比も高まる。

ここまでは計算に基いた議論であるが、それと実際のイオン源との関係について以下で説明する。

原研の7 cmφや10 cmφのデュオピガトロン型水素イオン源の動作領域については、およそその事は知られており、PIGチェンバー内のガス圧は、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ (Torr)、電子密度は、 $10^{11} \sim 10^{12}$ (cm^{-3})の範囲であり、電子温度は10 eV前後、ガス流量は数 Torr \cdot ℓ/s、引出し電流は10A未満である。また、ターゲットカソード付近での縦磁場は10 Gauss程度となっている。^{4,15)}

計算では、供給ガス流量 $Q = 5$ (Torr \cdot ℓ/s)で電子温度 $kT_e = 10$ eVに対しては、 $n_e = n_i = 6.5 \times 10^{11}$ (cm^{-3})、 $n(\text{H}_2) = 4.8 \times 10^{13}$ (cm^{-3})、 $n(\text{H}) = 1.8 \times 10^{13}$ (cm^{-3})、 $I_{\text{tot}} = 6.5$ A、ビーム組成比 $I_{\text{H}^+} : I_{\text{H}_2^+} : I_{\text{H}_3^+} = 39.5 : 54.5 : 5$ という結果が得られた。室温の H_2 の場合、 3×10^{13} (cm^{-3})がおよそ 10^{-3} Torrに相当する事を考えると、計算結果の $n(\text{H}_2)$ の値がやや小さいように感じられる事、引出し電流のわりにはプロトン比が小さい事、等が気になるが、上記計算結果が実情から途方もなく異なっていない事だけは確かである。すなわち、実際のイオン源の場合の値と定量的に完全に一致するかという点に関しては疑問が残るが、定性的には実験と対応させ得ると思われる。

今後の改良点としては、電子温度が決定できるようにエネルギーバランスの式まで考慮する事があり、その時には水素に関係した励起過程も勘定に入れなければならない。また、ビーム組成比の測定結果は、通常アーク電流の関数として表示されるので、そのような実験結果と比べ得るような計算をする為には、どうしても2節で述べたような一次電子を含めたモデルが必要となる。

5. まとめ

電子のエネルギー分布が温度8~12 eVのマクスウェル分布をしているとして、10 cmφ水素イオン源のPIGチェンバーに関し、イオン密度、中性粒子密度、供給ガス流量、引出し可能電流、ビーム組成比、およびガス効率を電子密度の関数として計算した。

その結果、ビーム組成比はほぼ電子密度だけで決定され、プロトン比は電子密度が高いほど上昇する事がわかった。水素分子密度と電子温度は、電子密度がどのくらいになるかという点でだけ、間接的にビーム組成比に影響を与える。

イオンの壁損失を少なくして電子密度を高めるようにした高効率のイオン源は、プロトン比を高める効果をもつ。

今後の課題は、電子温度が決定できるようにエネルギーバランスをとり入れる事、一次電子の効果を検討する事、等である。

計算で想定したような縦磁場をかける方法以外にも、ラインカusp磁場や多極磁場等の磁気系を用いる事や、PIGチェンバー側壁をアノード電位にする事、等が実行され効果をあげている。^{15,20)} このような方法で電子密度を高めたとしてもやはりプロトン比が上昇するはずである。すなわち、イオン源が高効率化するほどプロトン比も高まる。

ここまでは計算に基いた議論であるが、それと実際のイオン源との関係について以下で説明する。

原研の7 cmφや10 cmφのデュオピガトロン型水素イオン源の動作領域については、およそその事は知られており、PIGチェンバー内のガス圧は、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ (Torr)、電子密度は、 $10^{11} \sim 10^{12}$ (cm^{-3})の範囲であり、電子温度は10 eV前後、ガス流量は数 Torr \cdot ℓ/s、引出し電流は10A未満である。また、ターゲットカソード付近での縦磁場は10 Gauss程度となっている。^{4,15)}

計算では、供給ガス流量 $Q = 5$ (Torr \cdot ℓ/s) で電子温度 $kT_e = 10$ eV に対しては、 $n_e = n_i = 6.5 \times 10^{11}$ (cm^{-3})、 $n(\text{H}_2) = 4.8 \times 10^{13}$ (cm^{-3})、 $n(\text{H}) = 1.8 \times 10^{13}$ (cm^{-3})、 $I_{\text{tot}} = 6.5$ A、ビーム組成比 $I_{\text{H}^+} : I_{\text{H}_2^+} : I_{\text{H}_3^+} = 39.5 : 54.5 : 5$ という結果が得られた。室温の H_2 の場合、 3×10^{13} (cm^{-3}) がおよそ 10^{-3} Torr に相当する事を考えると、計算結果の $n(\text{H}_2)$ の値がやや小さいように感じられる事、引出し電流のわりにはプロトン比が小さい事、等が気になるが、上記計算結果が実情から途方もなく異なっていない事だけは確かである。すなわち、実際のイオン源の場合の値と定量的に完全に一致するかという点に関しては疑問が残るが、定性的には実験と対応させ得ると思われる。

今後の改良点としては、電子温度が決定できるようにエネルギーバランスの式まで考慮する事があり、その時には水素に関係した励起過程も勘定に入れなければならない。また、ビーム組成比の測定結果は、通常アーク電流の関数として表示されるので、そのような実験結果と比べ得るような計算をする為には、どうしても2節で述べたような一次電子を含めたモデルが必要となる。

5. ま と め

電子のエネルギー分布が温度8~12 eVのマクスウェル分布をしているとして、10 cmφ水素イオン源のPIGチェンバーに関し、イオン密度、中性粒子密度、供給ガス流量、引出し可能電流、ビーム組成比、およびガス効率を電子密度の関数として計算した。

その結果、ビーム組成比はほぼ電子密度だけで決定され、プロトン比は電子密度が高いほど上昇する事がわかった。水素分子密度と電子温度は、電子密度がどのくらいになるかという点でだけ、間接的にビーム組成比に影響を与える。

イオンの壁損失を少なくして電子密度を高めるようにした高効率のイオン源は、プロトン比を高める効果をもつ。

今後の課題は、電子温度が決定できるようにエネルギーバランスをとり入れる事、一次電子の効果を考慮する事、等である。

謝 辞

この計算を遂行するに当り、不断の激励を頂いた白形弘文加熱工学研究室室長に、また終始有益な議論をして載いた松田慎三郎氏をはじめとする同研究室の諸氏に感謝致します。最後に、終始御指導と激励を載きました森核融合研究開発推進センター長および小幡核融合研究部長に感謝致します。

文 献

- 1) 松田慎三郎 他；JAERI-M7655 (1978)
- 2) 柴田猛順・伊藤孝雄・白形弘文・菅原 享；JAERI-M6990 (1977)
- 3) C.C.Tsai, P.M.Ryan and W.L.Stirling ; Rev.Sci.Instr., 48 (1977)651
- 4) 松田慎三郎；私信
- 5) R.N.Franklin; "Plasma Phenomena in Gas Discharges", Clarendon Press, Oxford (1976)
- 6) A.R.Martin and T.S.Green : Culham Laboratory Report CLM-R159 (1976)
- 7) L.Bromberg and L.D.Smullin: 7 th Sympo.on Eng.Problems of Fusion Res., Knoxville, Oct 1977
- 8) G.Ehrlich ; J.Chem.Phys., 31 (1959) 1111
- 9) T.W.Hickmott ; J.Chem.Phys., 32 (1960) 810
- 10) G.E.Moore and F.C.Unterwald ; J.Chem.Phys., 40 (1964) 2639
- 11) W.V.Smith ; J.Chem.Phys., 11 (1943) 110
- 12) S.A.Self and H.N.Ewald ; Phys.Fluids, 9 (1966) 2486
- 13) L.Tonks and I.Langmuir ; Phys. Rev., 34 (1929) 876
- 14) W.Schottky ; Phys.Z., 25 (1924) 635
- 15) 荒川義博；私信
- 16) 奥田孝美；気体プラズマ現象，コロナ社 (1964)
- 17) C.F.Barnett et al.; Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-5206 & 5207 (1977)
- 18) D.Bohm ; in The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, A.Guthrie and R.K. Wakerling , Eds. McGraw-Hill Book Company , Inc., New York (1949)
- 19) H.R Kaufman ; National Aeronautics and Space Administration Report, NASA TND-6591 (1971)
- 20) W.L.Stirling , C.C.Tsai and P.M.Ryan ; Oak Ridge National Laboratory Report , ORNL/TM-5662 (1976)
- 21) A.R.Martin ; Culham Laboratory Report, CLM-R157 (1976)

謝 辞

この計算を遂行するに当り、不断の激励を頂いた白形弘文加熱工学研究室室長に、また終始有益な議論をして載いた松田慎三郎氏をはじめとする同研究室の諸氏に感謝致します。最後に、終始御指導と激励を載きました森核融合研究開発推進センター長および小幡核融合研究部長に感謝致します。

文 献

- 1) 松田慎三郎 他；JAERI-M7655 (1978)
- 2) 柴田猛順・伊藤孝雄・白形弘文・菅原 享；JAERI-M6990 (1977)
- 3) C.C.Tsai, P.M.Ryan and W.L.Stirling ; Rev.Sci.Instr., 48 (1977)651
- 4) 松田慎三郎；私信
- 5) R.N.Franklin; "Plasma Phenomena in Gas Discharges", Clarendon Press, Oxford (1976)
- 6) A.R.Martin and T.S.Green : Culham Laboratory Report CLM-R159 (1976)
- 7) L.Bromberg and L.D.Smullin: 7 th Sympo.on Eng.Problems of Fusion Res., Knoxville, Oct 1977
- 8) G.Ehrlich ; J.Chem.Phys., 31 (1959) 1111
- 9) T.W.Hickmott ; J.Chem.Phys., 32 (1960) 810
- 10) G.E.Moore and F.C.Unterwald ; J.Chem.Phys., 40 (1964) 2639
- 11) W.V.Smith ; J.Chem.Phys., 11 (1943) 110
- 12) S.A.Self and H.N.Ewald ; Phys.Fluids, 9 (1966) 2486
- 13) L.Tonks and I.Langmuir ; Phys. Rev., 34 (1929) 876
- 14) W.Schottky ; Phys.Z., 25 (1924) 635
- 15) 荒川義博；私信
- 16) 奥田孝美；気体プラズマ現象，コロナ社 (1964)
- 17) C.F.Barnett et al.; Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-5206 & 5207 (1977)
- 18) D.Bohm ; in The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, A.Guthrie and R.K. Wakerling , Eds. McGraw-Hill Book Company , Inc., New York (1949)
- 19) H.R Kaufman ; National Aeronautics and Space Administration Report, NASA TND-6591 (1971)
- 20) W.L.Stirling , C.C.Tsai and P.M.Ryan ; Oak Ridge National Laboratory Report , ORNL/TM-5662 (1976)
- 21) A.R.Martin ; Culham Laboratory Report, CLM-R157 (1976)

Table 1 : 本文中の計算で考慮した反応過程とそのONSET ENERGY。
文献 17, 21) より引用。

NO	REACTION	ONSET ENERGY (eV)
1	$e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$ (Ionization)	15.4
2	$e + H_2 \rightarrow H + H + e$ (Dissociation)	8.8
3	$e + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e$ (Dissociative ionization)	18.0
4	$e + H_2 \rightarrow H(2P) + H + e$ (Dissociation into excited fragment)	15.0
5	$e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H + e$ (Dissociative excitation)	12.4
6	$e + H_2^+ \rightarrow H + H$ (Dissociative recombination)	Thermal
7	$e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H^+ + 2e$ (Dissociative ionization)	17
8	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ (Ion - molecule reaction)	Thermal
10	$e + H \rightarrow H^+ + 2e$ (Ionization)	13.5
15	$e + H_3^+ \rightarrow$ neutrals (Dissociative recombination)	Thermal
16	$e + H_3^+ \rightarrow$ protons (Dissociative excitation)	15

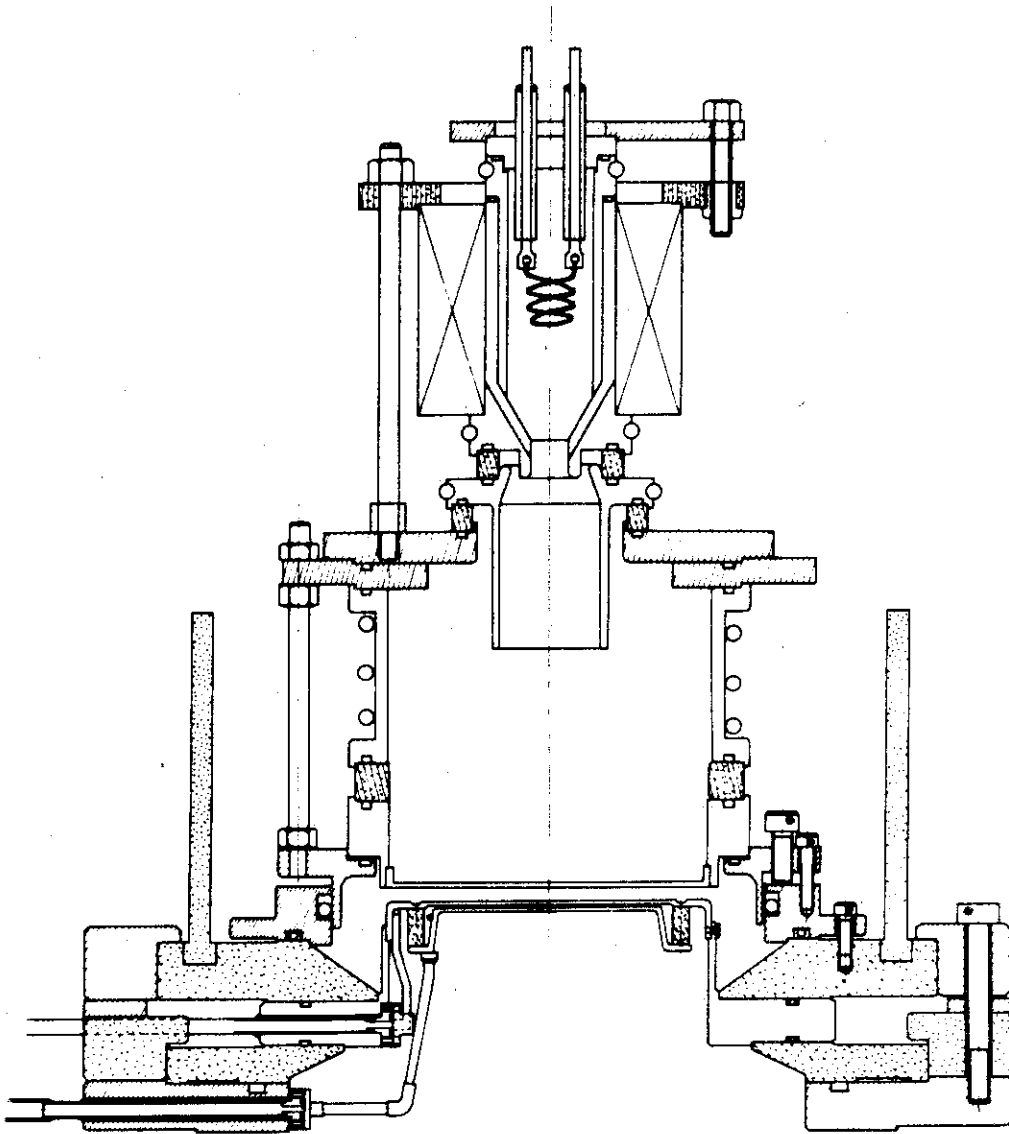


Fig. 1 : 10 cm ϕ デュオピガトロニオン源構造図

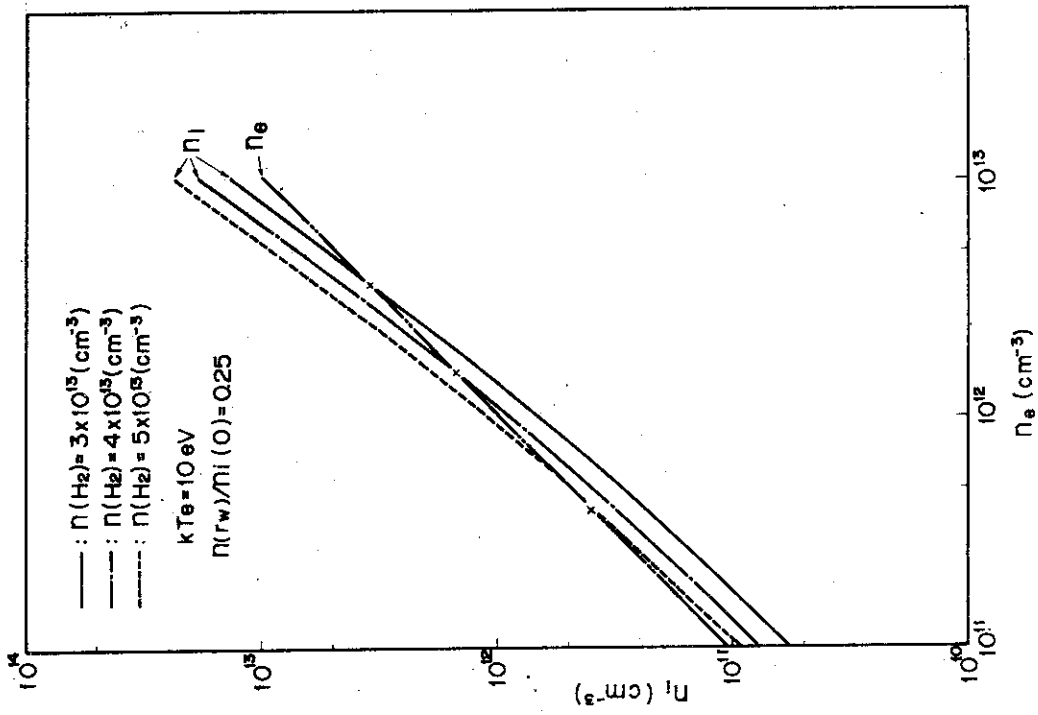


Fig. 3 : イオン密度 $n_i = n(\text{H}^+) + n(\text{H}_2^+) + n(\text{H}_3^+)$ の電子密度依存性。条件はFig. 2と同じ。

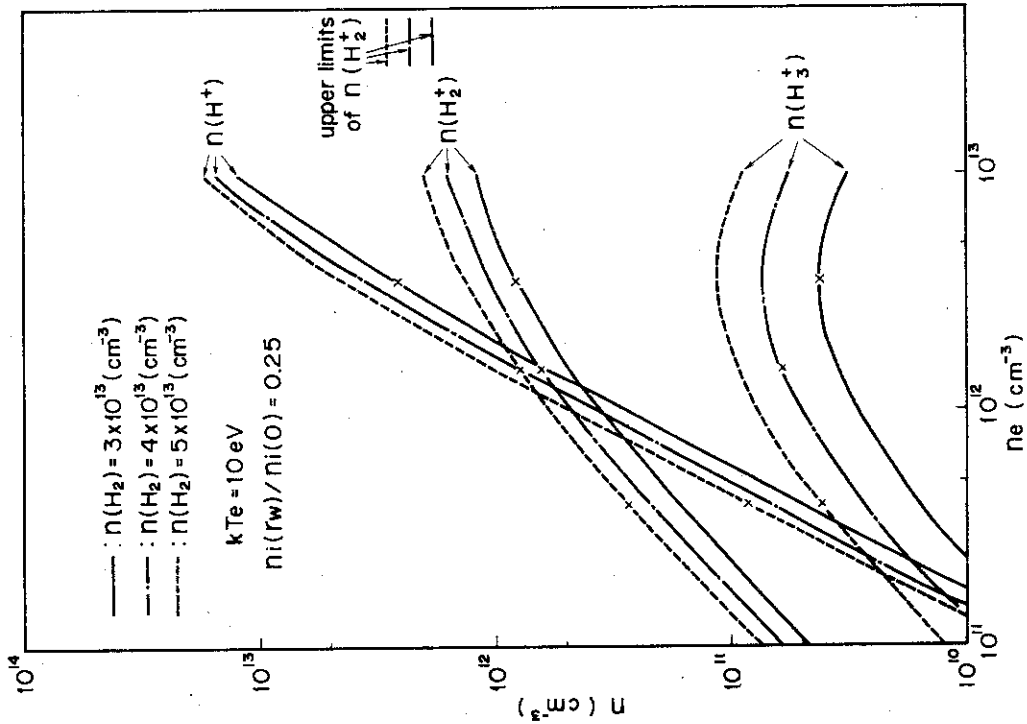


Fig. 2 : 電子温度, 中性分子密度を一定とした時の各種イオン密度の電子密度依存性

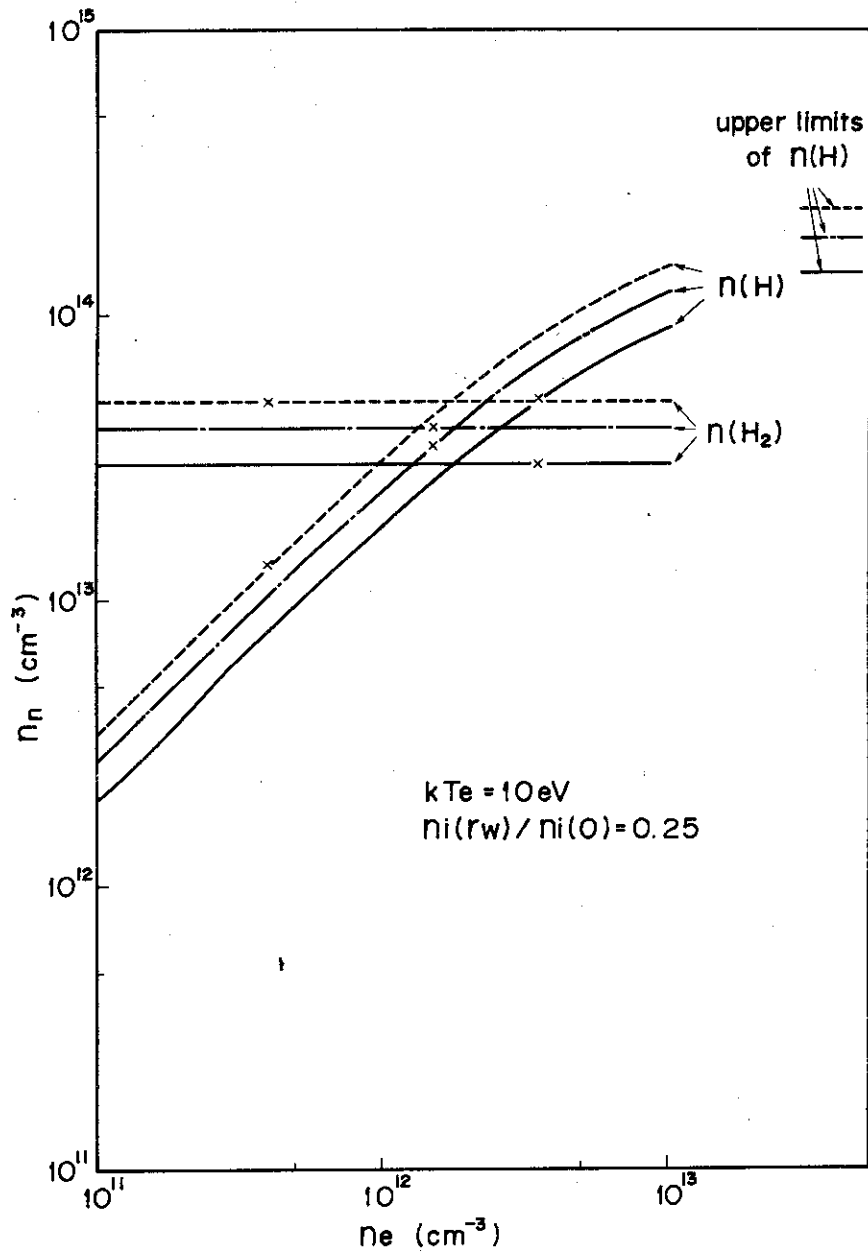


Fig. 4 : 中性粒子密度の電子密度依存性。条件は Fig. 2 と同じ。

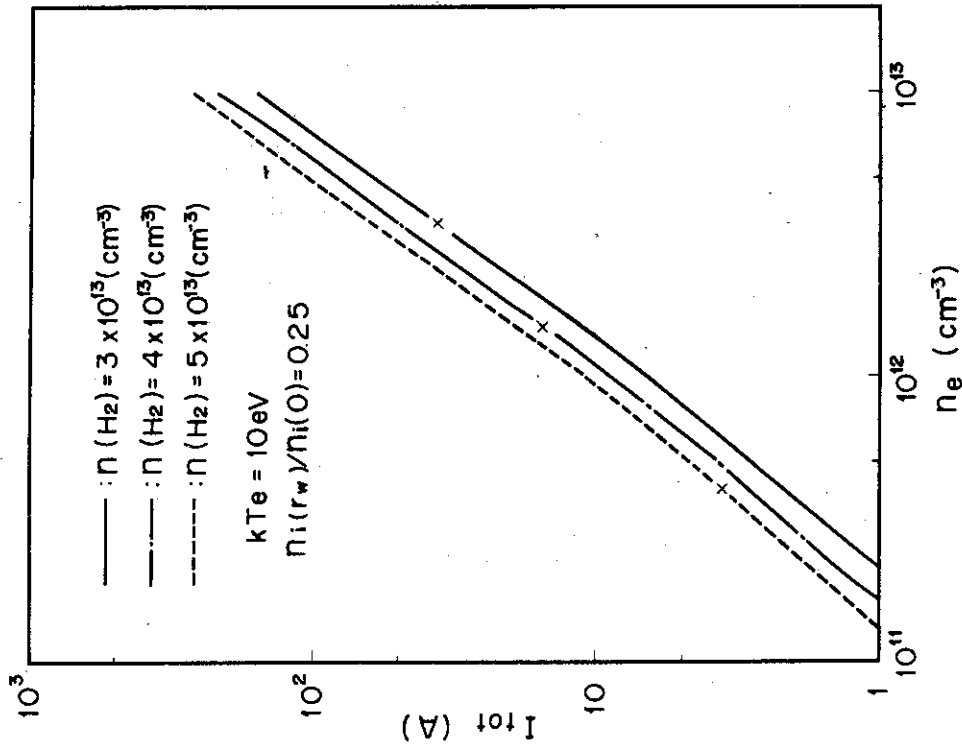


Fig. 6 : 引出し可能電流の電子密度依存性。条件は、Fig. 2と同じ。

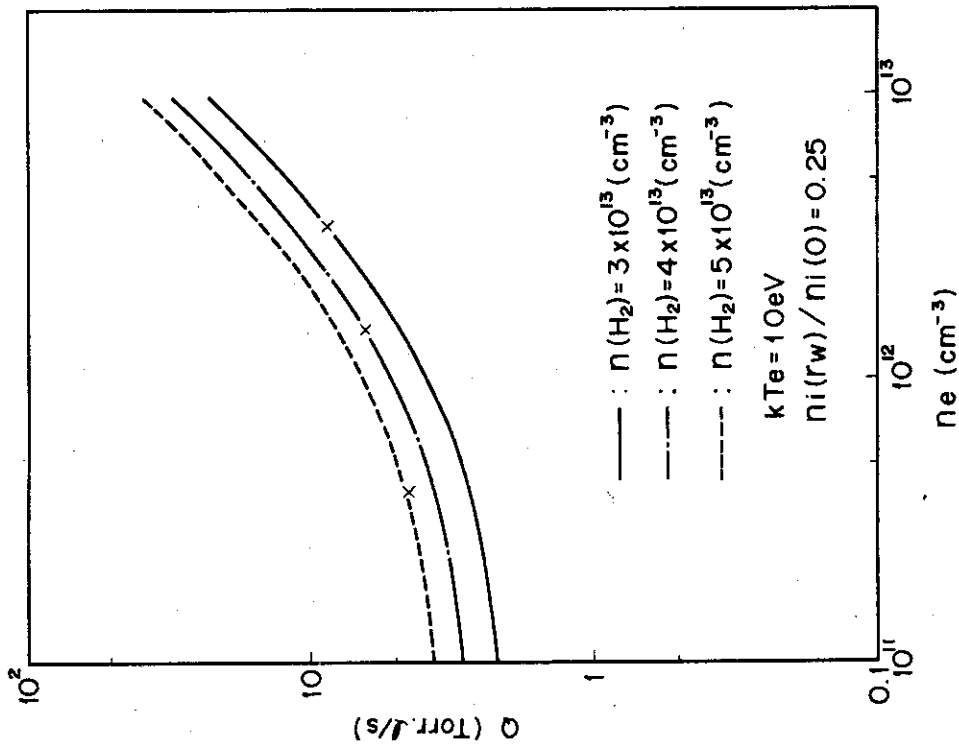


Fig. 5 : 供給ガス流量の電子密度依存性。条件はFig. 2と同じ。

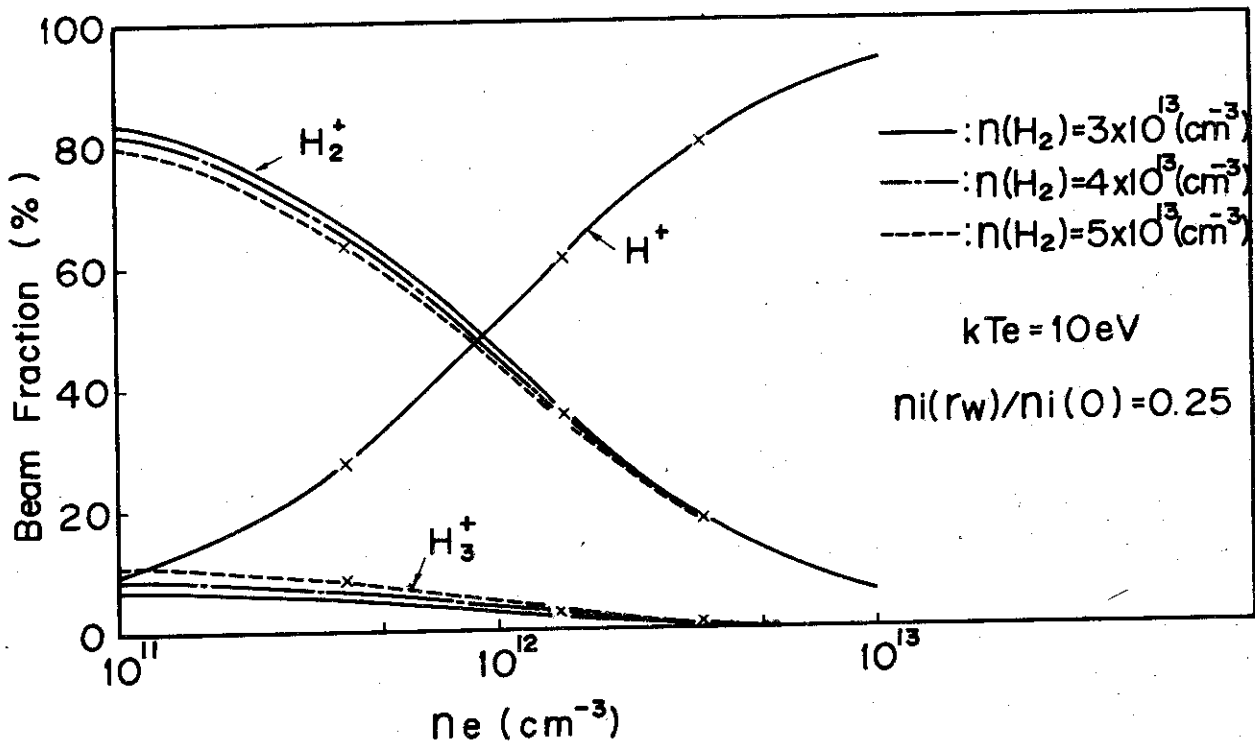


Fig. 7 : ビーム組成比の電子密度依存性。条件は Fig. 2 と同じ。

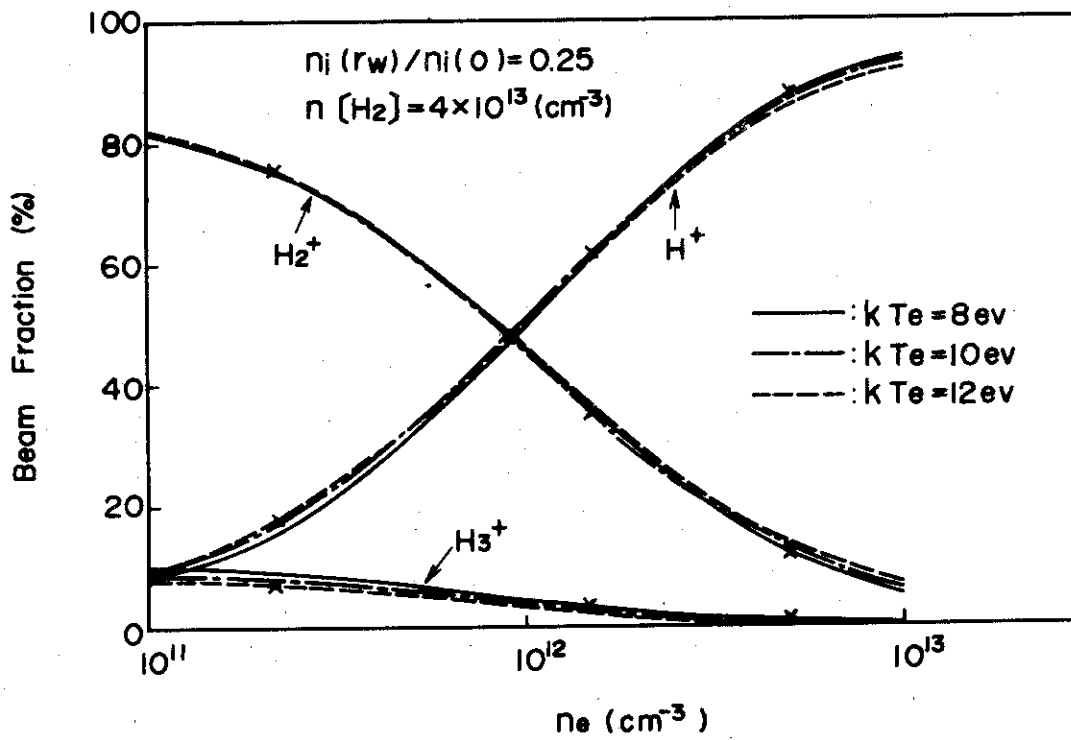


Fig. 8 : 電子温度をパラメーターとした時の、ビーム組成比の電子密度依存性。

付録 水素イオン源中で起り得る反応過程の $\langle \sigma v \rangle$ の計算

A. 1 反応過程の選択

ここで計算する $\langle \sigma v \rangle$ のもととなる反応断面積 σ のデータは、主に文献 17) に載っているものを採用した。又、その中に記載されていないデータは、文献 21) に載っているものを用いた。各反応断面積の実験値又は理論値に関する原著論文は、上記文献中に記載されているので参照されたい。

反応過程は、およそ以下のような基準で選んだ。

- (i) 弾性衝突と荷電交換反応は除く。
- (ii) 負イオン (H^-) に関係した反応は除く。
- (iii) 三体衝突反応は、低圧ガス中では無視できる。
- (iv) ガス中でのイオンの放射再結合は無視できる。
- (v) $\sigma_{\max} \leq 10^{-18} \text{ cm}^2$ の反応過程は除く。

Table-A1 に選ばれた反応過程の一覧表を示す。

A. 2 $\sigma(E)$ の近似

(i) 電子と関係した反応では、電子エネルギー E_e について、 $E_{\text{onset}} \leq E_e \leq 150 \text{ eV}$ の領域を、 $\sigma(E_e)$ の曲線の複雑さにより、最少 3 個最多 9 個の小区間に分割し、その小区間内の $\sigma(E_e)$ を次のいずれかの式で最小二乗近似した。

$$\text{タイプ I : } \ln \sigma(E_e) = a_1 + a_2 \ln E_e + a_3 (\ln E_e)^2 \quad (\text{A-1})$$

$$\text{タイプ II : } \sigma(E_e) = a_1 + a_2 \ln E_e + a_3 (\ln E_e)^2 \quad (\text{A-2})$$

(ii) Table-A1 中で番号 8, 9 の反応過程では、 H_2^+ のエネルギー $E_{H_2^+}$ について、

$$8 \text{ に関しては, } 0.1 \text{ eV} \leq E_{H_2^+} \leq 6 \text{ eV}$$

$$9 \text{ に関しては, } 3.2 \text{ eV} \leq E_{H_2^+} \leq 10 \text{ eV}$$

の領域をやはり小区間に分割して、その区間内の $\sigma(E_{H_2^+})$ を、タイプ I の式で最小二乗近似した。

A. 3 マクスウェル分布の場合の $\langle \sigma v \rangle$

粒子の速度分布関数が次式で与えられる時、

$$f_j(v) = \left(\frac{m_j}{2\pi kT_j} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j v^2}{2kT_j} \right) \quad (j = e, H_2^+) \quad (\text{A-3})$$

ある反応過程の反応係数は、以下の式で計算される。

$$\begin{aligned}
\langle \sigma v \rangle &\equiv \int \sigma v f_j(v) dv \\
&= \int_0^{\infty} v \left(\frac{m_j}{2\pi k T_j} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_j v^2}{2k T_j}\right) 4\pi v^2 \sigma(v) dv \\
&= \frac{4}{\sqrt{2\pi m_j}} \frac{1}{(k T_j)^{3/2}} \int_{E_{\text{onset}}}^{\infty} E \sigma(E) e^{-\frac{E}{k T_j}} dE \\
&\quad \left(E = \frac{m_j}{2} v^2 \right) \tag{A-4}
\end{aligned}$$

(A-4)では、Eに関しての積分の上限が無限大となっているが、実際上は温度 $k T_j$ より充分大きいエネルギーを積分の上限とすれば充分である。従って、電子に関係した反応過程では、積分範囲を E_{onset} から150 eVまでとした。又、 H_2^+ が関係した8, 9の反応過程では、積分範囲をA.2のii)で示した領域とした。

計算結果をFig.A1, A2, A3に示す。Fig.A1は電子が関係した反応過程のうち、電離、解離、再結合のいずれかに属するものを集めたもので、横軸に電子温度を2 eVから20 eVにわたってとり、縦軸に $\langle \sigma v \rangle$ の値をとってある。Fig.A2は、同様に電子が関係した反応過程のうち、励起反応に属するものの $\langle \sigma v \rangle$ を示す。Fig.A3は、 H_2^+ と H_2 が関係した反応の計算結果を示したもので、横軸に $k T_{H_2^+}$ を0.2 eVから2 eVにわたってとってある。

A. 4 シフトしたマクスウェル分布をした電子の場合の $\langle \sigma v \rangle$

電子の速度分布関数が、次式で与えられる時、

$$f_e(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e (v-v_d)^2}{2k T_e}\right) \tag{A-5}$$

反応係数は、以下の式で計算される。⁵⁾

$$\begin{aligned}
\langle \sigma v \rangle &\equiv \int v \sigma(v) f_e(v) dv \\
&= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Gamma_D m_e}} \cdot \frac{1}{k T_e} \int_{E_{\text{onset}}}^{\infty} dE E^{1/2} \sigma(E) \exp\left(-\left(\frac{E}{k T_e} + \Gamma_D\right)\right) \\
&\quad \times \sinh\left[2\left(\Gamma_D \frac{E}{k T_e}\right)^{1/2}\right] \\
\Gamma_D &= \frac{\frac{m_e}{2} v_D^2}{k T_e} = \frac{e \Delta V}{k T_e} \tag{A-6}
\end{aligned}$$

(A-5)で与えられる分布関数は、イオン源のカソードプラズマ中の電子($k T_e \sim 8$ eV)が、カソードプラズマとPIGプラズマの境界層に発生する電気二重層でのポテンシャルギャップ

ΔV で加速されて、軸方向に

$$|v_D| = \sqrt{\frac{2e\Delta V}{m_e}} \quad (\text{A-7})$$

の速度をもって、PIGチェンバーに入って来る時の速度分布を表わしている。即ち、(A-5)は、本文中の2節の②で述べた一次電子の分布関数を表わしていると考えて良い。

$kT_e = 10 \text{ eV}$ で、 $e\Delta V = \frac{m_e v_D^2}{2} = 0 \sim 120 \text{ eV}$ までの $\langle \sigma v \rangle$ の計算結果をFig. A4~A7に示す。 $\frac{m_e}{2} v_D^2 = 0$ での $\langle \sigma v \rangle$ の値が、A-3で計算した $kT_e = 10 \text{ eV}$ の通常のマクスウェル分布に対する $\langle \sigma v \rangle$ と同一である。

電子がシフトしたマクスウェル分布をしている場合の $\langle \sigma v \rangle$ の計算結果をFig. A8~A22に示す。 $kT_e = 6, 8, 10 \text{ eV}$ の三通りについて計算した。比較の為、 σ_{v_D} を点線で示してある。又、その反応過程の断面積が最大となっている点は、 σ_{\max} で示してある。

注意すべきは、シフトしたマクスウェル分布で計算した $\langle \sigma v \rangle$ と、単なる σ_{v_D} とが、 $\frac{m_e}{2} v_D^2$ の値によっては大きく異なっている場合も出てくる事である。

なお、Table-A1中の14の反応過程の $\langle \sigma v \rangle$ は計算してない。

Table A1 : 付録で反応係数を計算した反応過程とそのONSET ENERGY.
文献 17, 21) より引用して整理した。

NO	REACTION	ONSET ENERGY (eV)
1	$e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$ (Ionization)	15.4
2	$e + H_2 \rightarrow H + H + e$ (Dissociation)	8.8
3	$e + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e$ (Dissociative ionization)	18.0
4	$e + H_2 \rightarrow H(2P) + H + e$ (Dissociation into excited fragment)	15.0
5	$e + H_2^* \rightarrow H^+ + H + e$ (Dissociative excitation)	12.4
6	$e + H_2^* \rightarrow H + H$ (Dissociative recombination)	Thermal
7	$e + H_2^* \rightarrow H^+ + H^+ + 2e$ (Dissociative ionization)	17
8	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ (Ion-molecule reaction)	Thermal
9	$H_2^+ + H_{2s} \rightarrow H_f^+ + H_f + H_2$ (conversion)	
10	$e + H \rightarrow H^+ + 2e$ (Ionization)	13.5
11	$e + H \rightarrow H^*(2S) + e$ (Collisional)	10.15
12	$e + H \rightarrow H^*(2P) + e$ (excitation)	10.2
13	$e + H^*(2S) \rightarrow H^+ + 2e$ (Ionization from)	3.3
14	$e + H^*(2P) \rightarrow H^+ + 2e$ (excited states)	3.3

NO	REACTION	ONSET ENERGY (eV)
15	$e + H_3^+ \rightarrow$ neutrals (Dissociative recombination)	Thermal
16	$e + H_3^+ \rightarrow$ protons (Dissociative excitation)	15
17	$e + H_2^*(v=0) \rightarrow H_2^*(2P\sigma_u) + e$ (Excitation)	
18	$e + H_2^*(v=0) \rightarrow H_2^*(2P\pi_u) + e$ (Excitation)	
19	$e + H_2 \rightarrow H_2(1230\text{\AA}) + e$	
20	$e + H_2 \rightarrow H_2(\text{B state}) + e$ (Excitation)	
21	$e + H_2 \rightarrow H_2(\text{C state}) + e$	
22	$e + H_2 \rightarrow H_2(\text{D state}) + e$	
23	$e + H_2(v=0) \rightarrow H_2(v=1) + e$ (Vibrational)	1.5
24	$e + H_2(v=0) \rightarrow H_2(v=2) + e$ (excitation)	2.0
25	$e + H \rightarrow H(\text{Balmer}) + e$ (Collisional)	12
26	$e + H \rightarrow H(3S) + e$ (excitation)	17

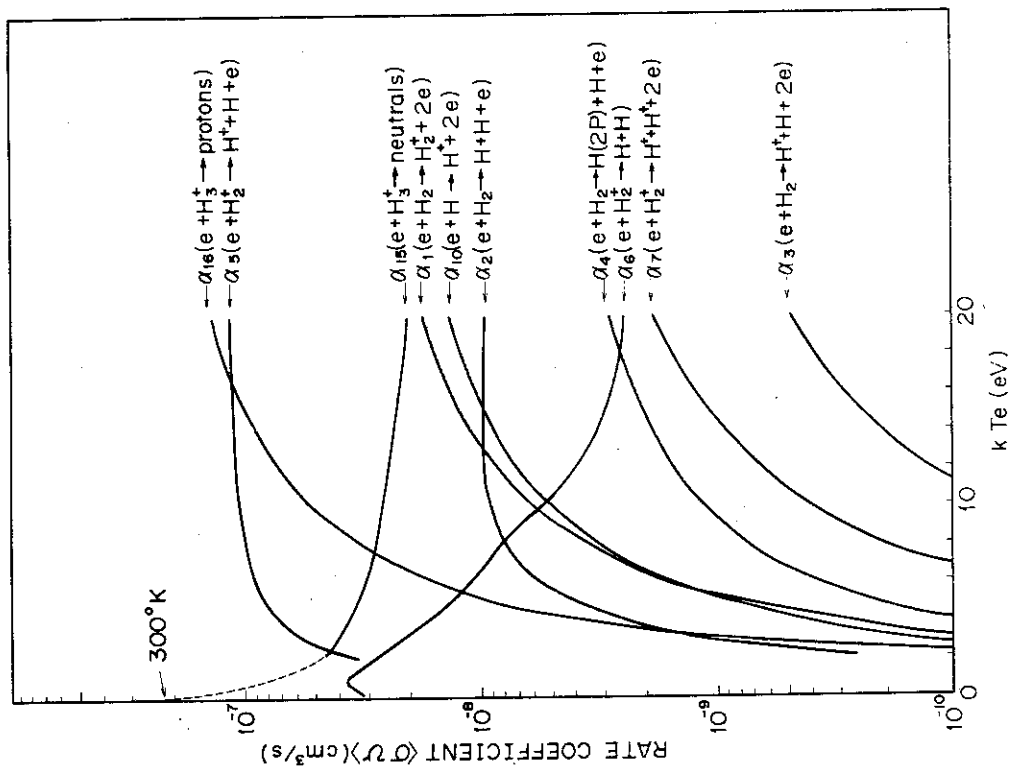


Fig. A1 : マクスウェル分布した電子に対する, 電子温度と反応係数の関係。電離, 再結合のいずれかの過程に属するものを集めた。

α_6 の数値及び, 300 Kでの α_{15} の数値は, 文献(17) より引用した。

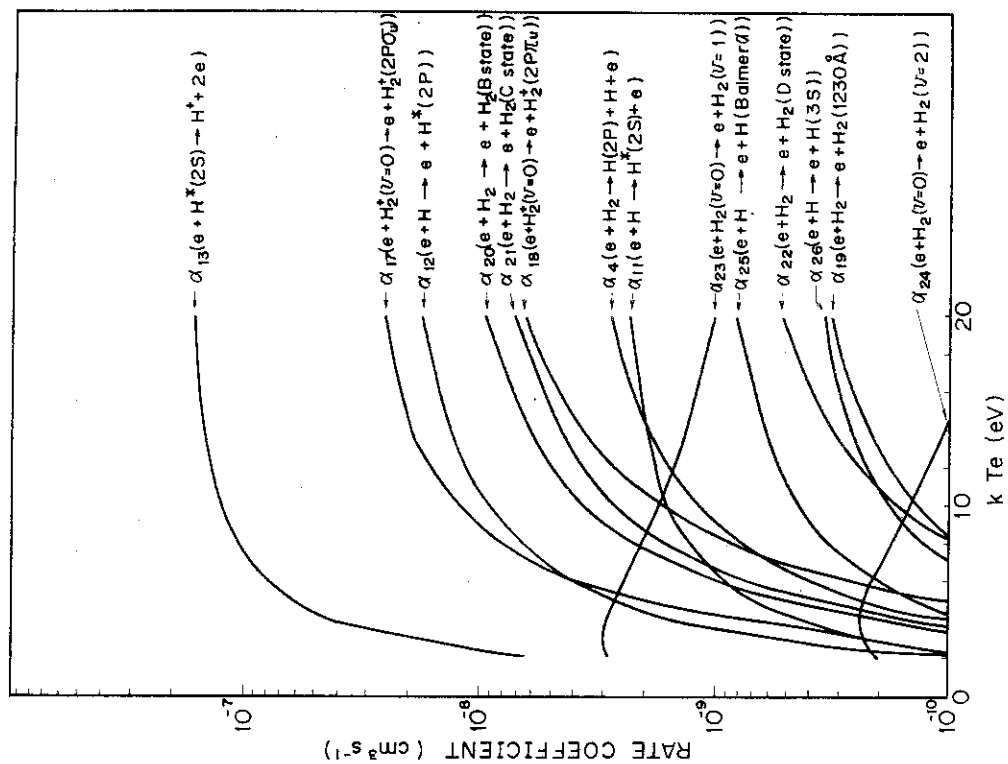


Fig. A2 : マクスウェル分布した電子に対する, 電子温度と反応係数の関係。励起過程を集めた。

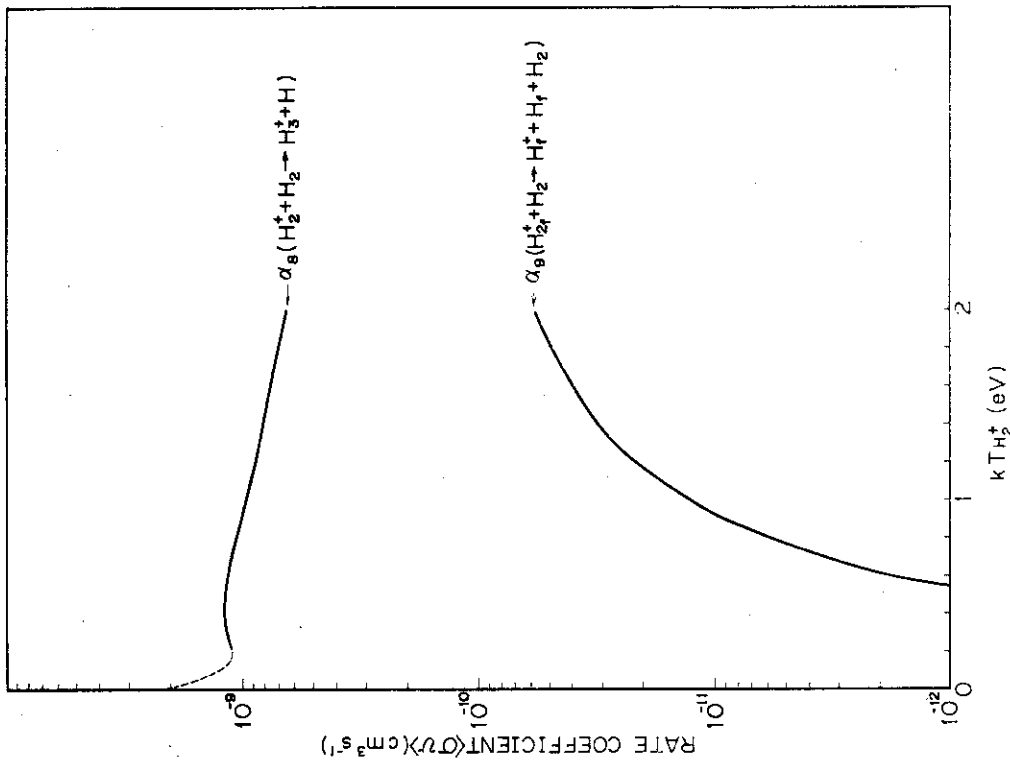


Fig. A3 : マクスウェル分布した H_2^+ に対する, H_2^+ の温度と反応係数の関係。

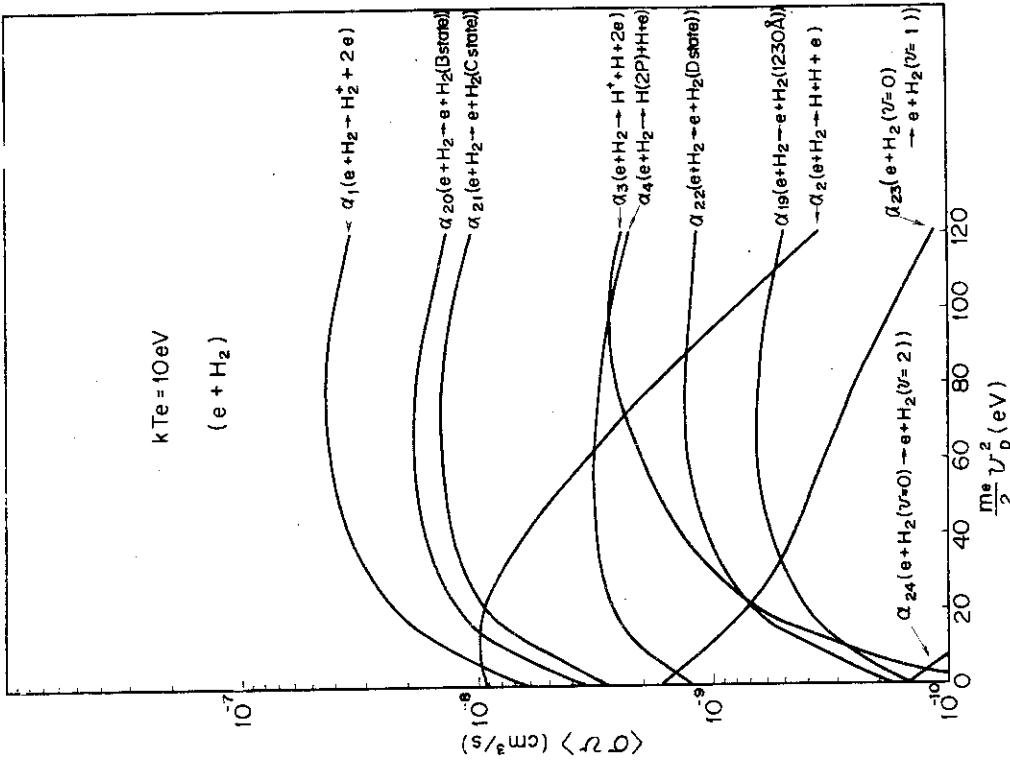


Fig. A4 : 温度 10 eV のシフトドマクスウェル分布した電子に対する, 電子のドリフト運動エネルギーと反応係数の関係。 H_2 と e が関係したものを集めた。

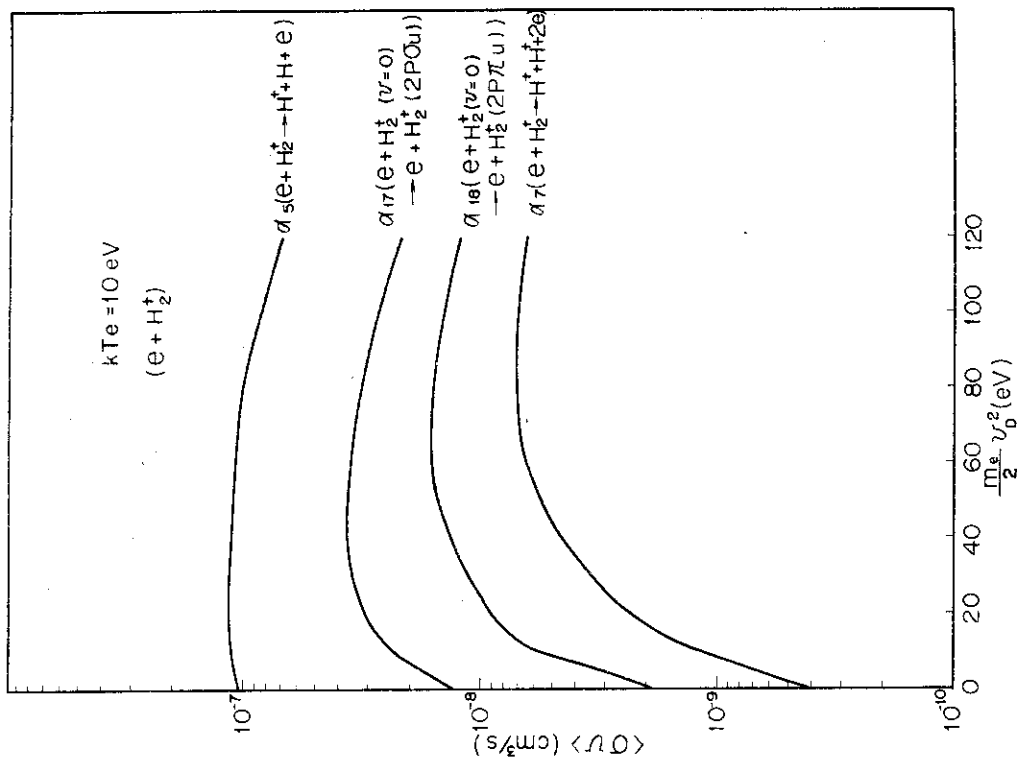


Fig. A6 : Fig. A4 と同じ。H₂⁺とeが関係したものを集めた。

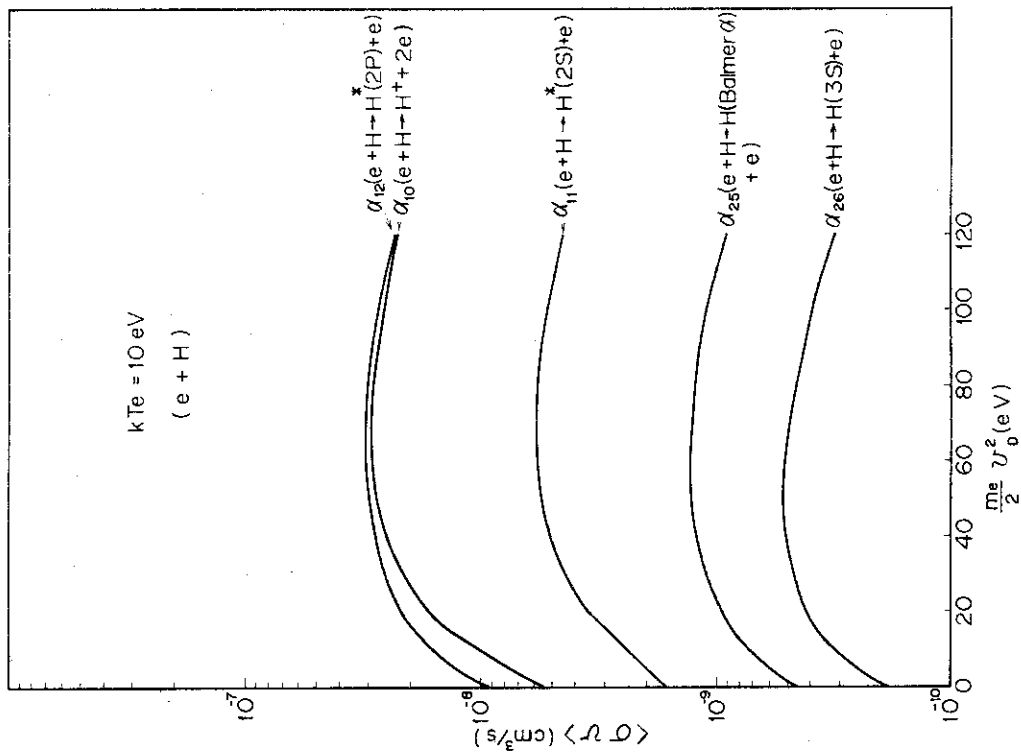


Fig. A5 : Fig. A4 と同じ。Hとeが関係したものを集めた。

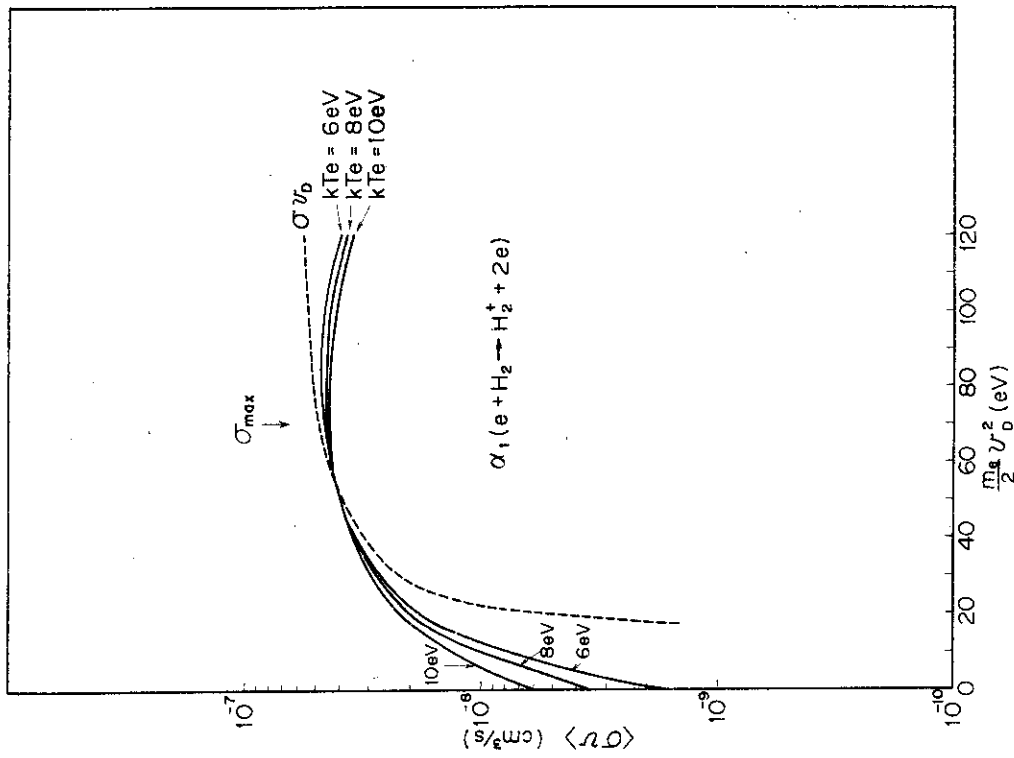


Fig. A8: 温度が 6, 8, 10 eV の三通りのシフトド
 マクスウェル分布した電子に対する, 電子の
 リフト運動エネルギーと反応係数の関係。点線は,
 σv_D を表わす。
 $e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$ の反応。

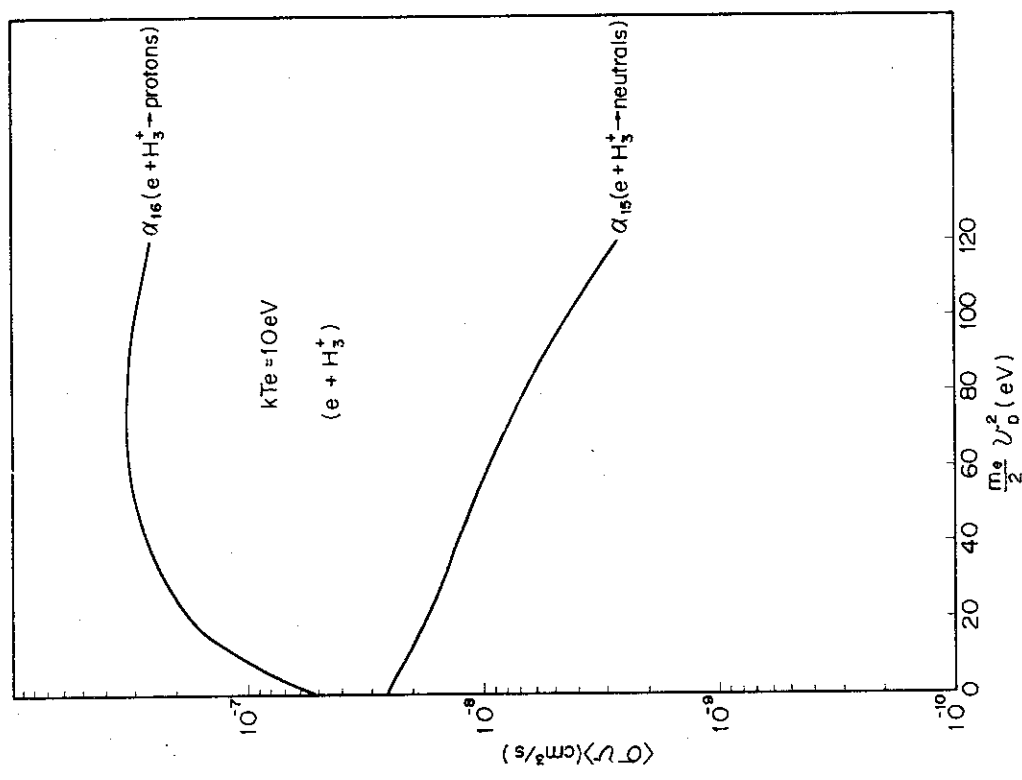


Fig. A7: Fig. A4 と同じ。H₃⁺ と e が関係したものを集めた。

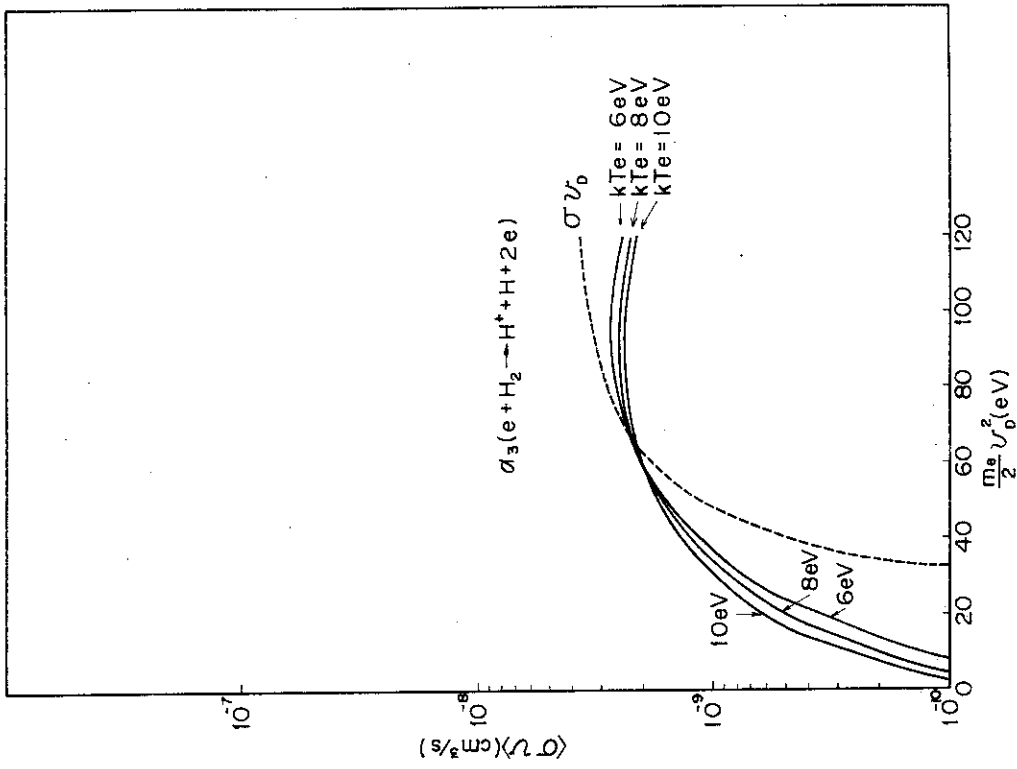


Fig.A10: Fig.A8と同じ。

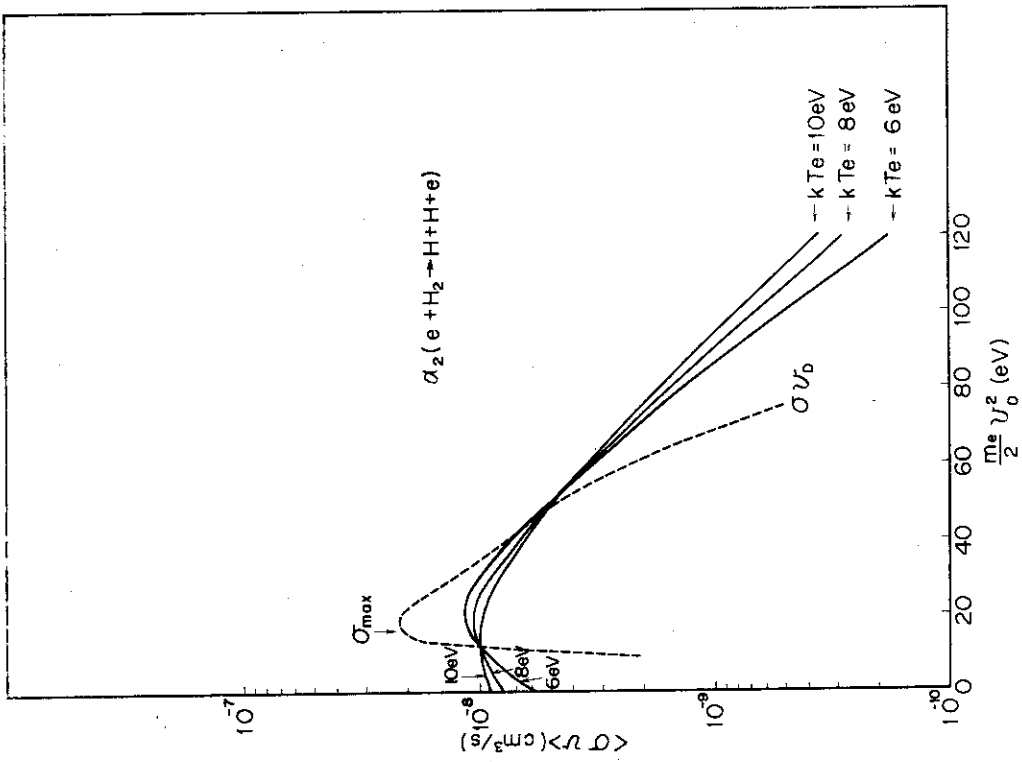
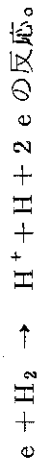


Fig.A9: Fig.A8と同じ。



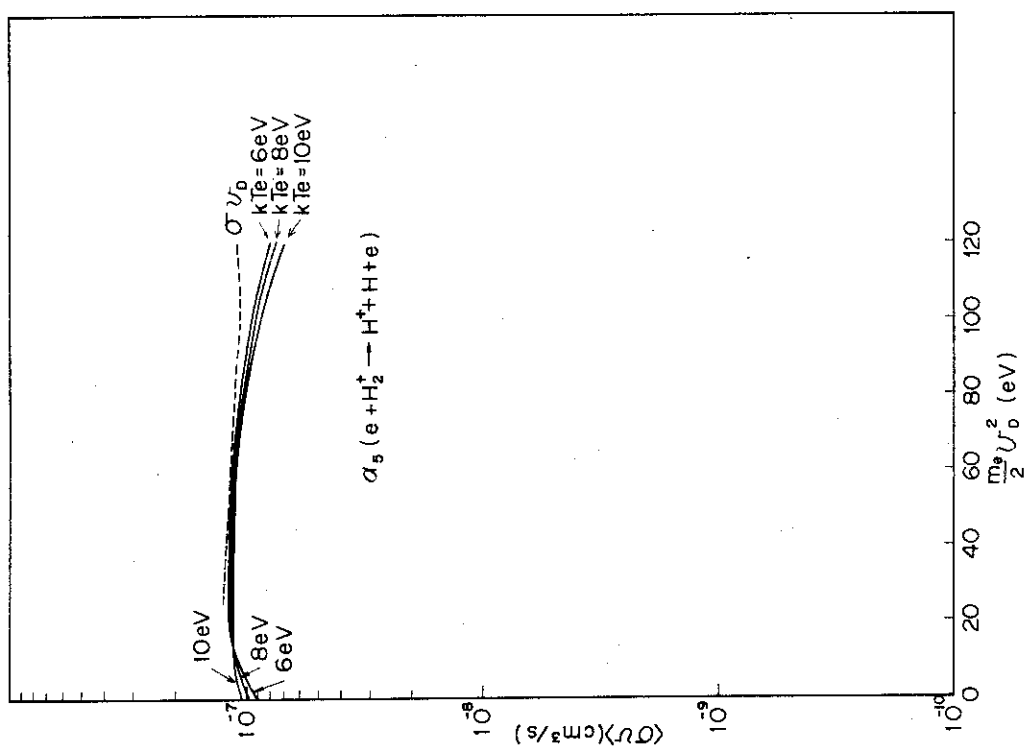


Fig. A12: Fig. A8と同じ。

$e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H + e$ の反応。

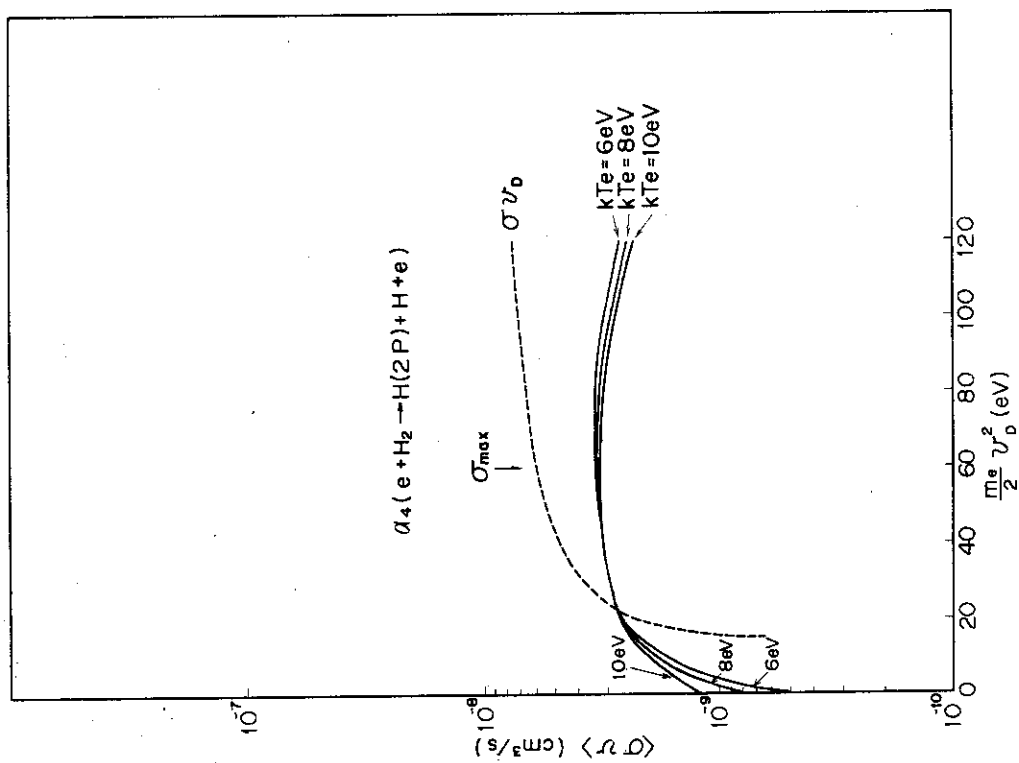


Fig. A11: Fig. A8と同じ。

$e + H_2 \rightarrow H(2P) + H + e$ の反応。

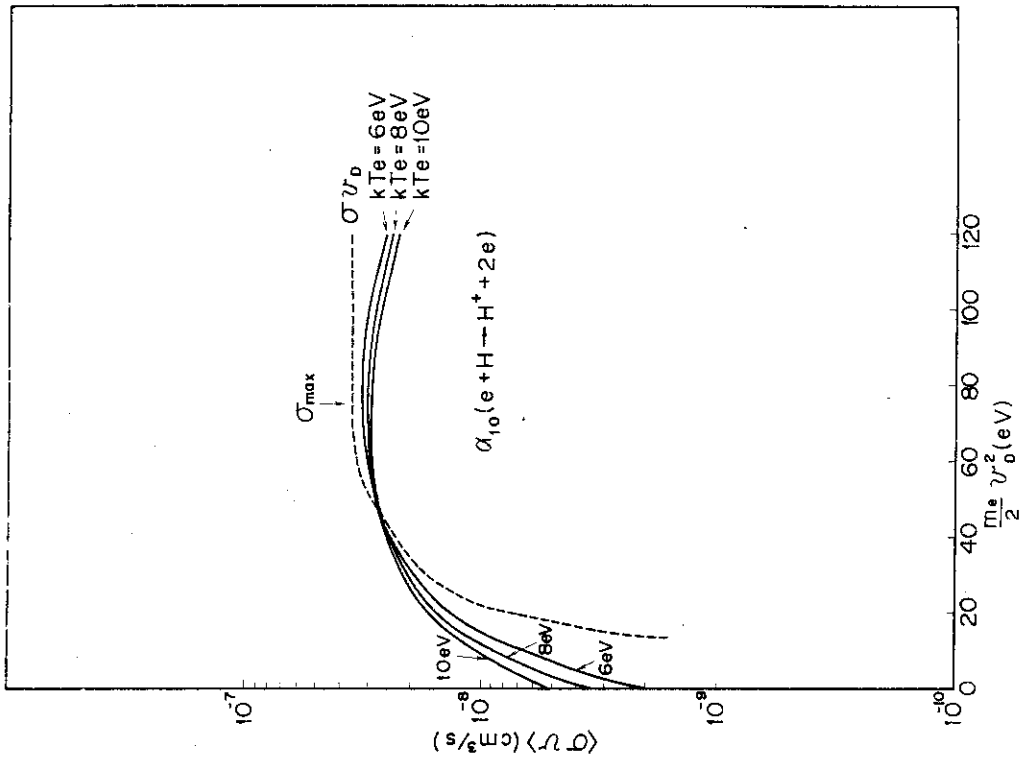


Fig.A14: Fig.A8と同じ。
 $e + H \rightarrow H^+ + 2e$ の反応。

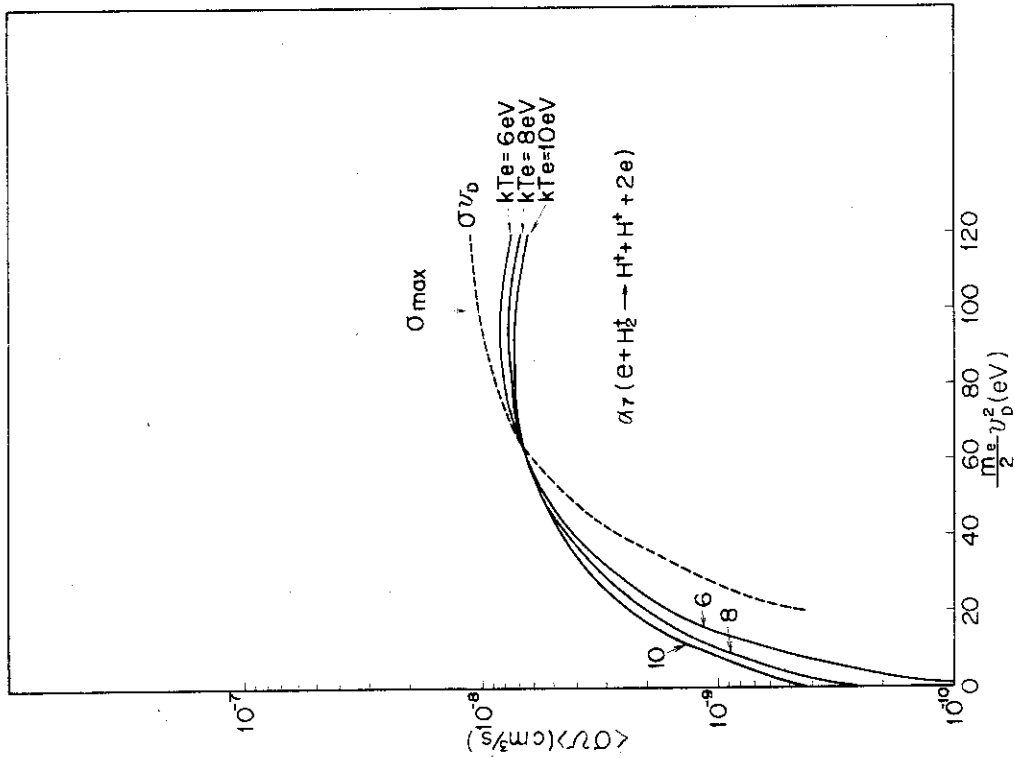


Fig.A13: Fig.A8と同じ。
 $e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H^+ + 2e$ の反応。

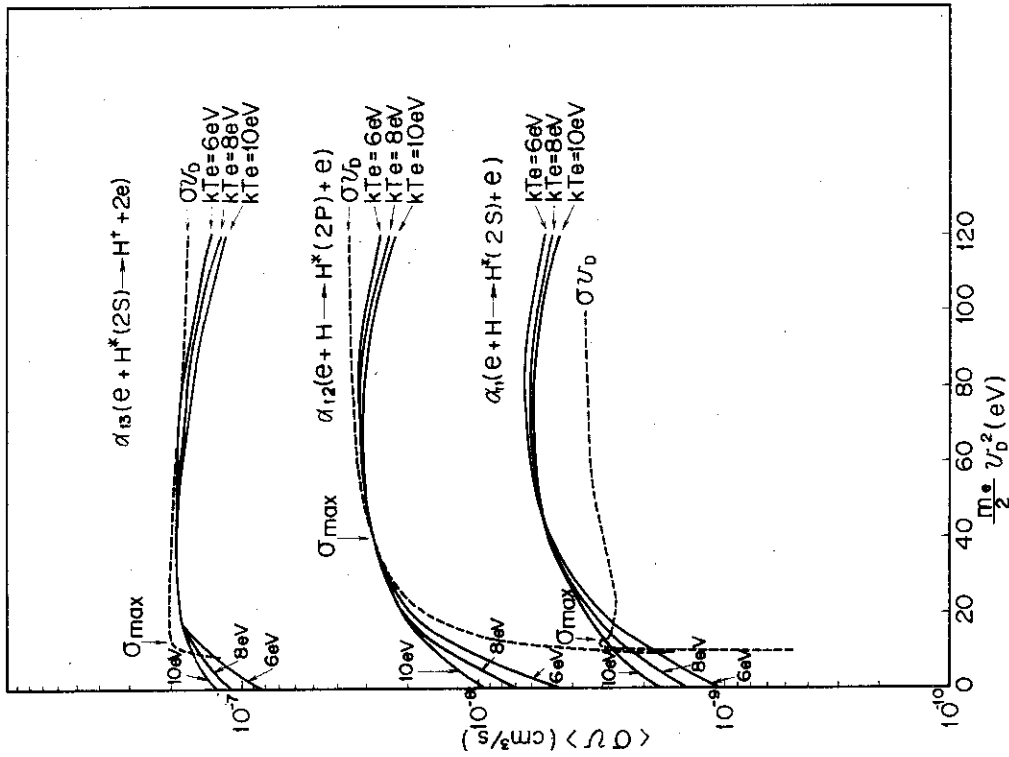


Fig.A15: Fig.A8と同じ。

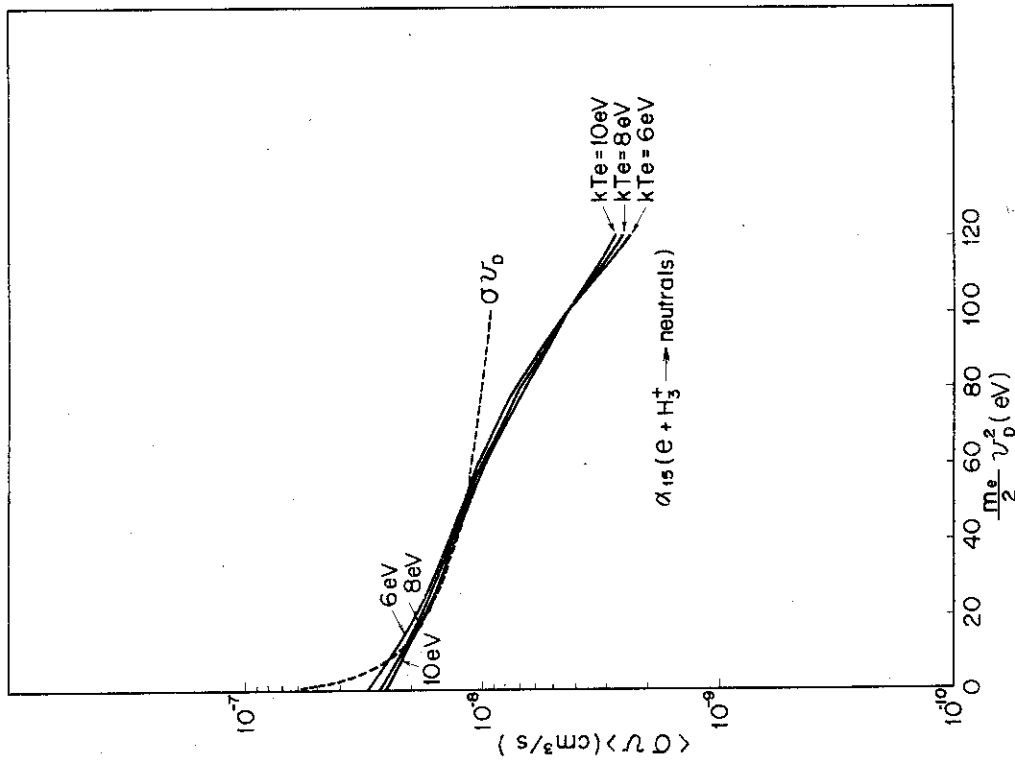
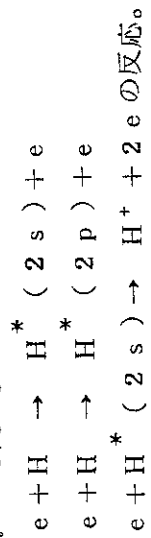
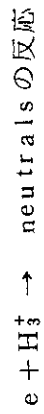


Fig.A16: Fig.A8と同じ。



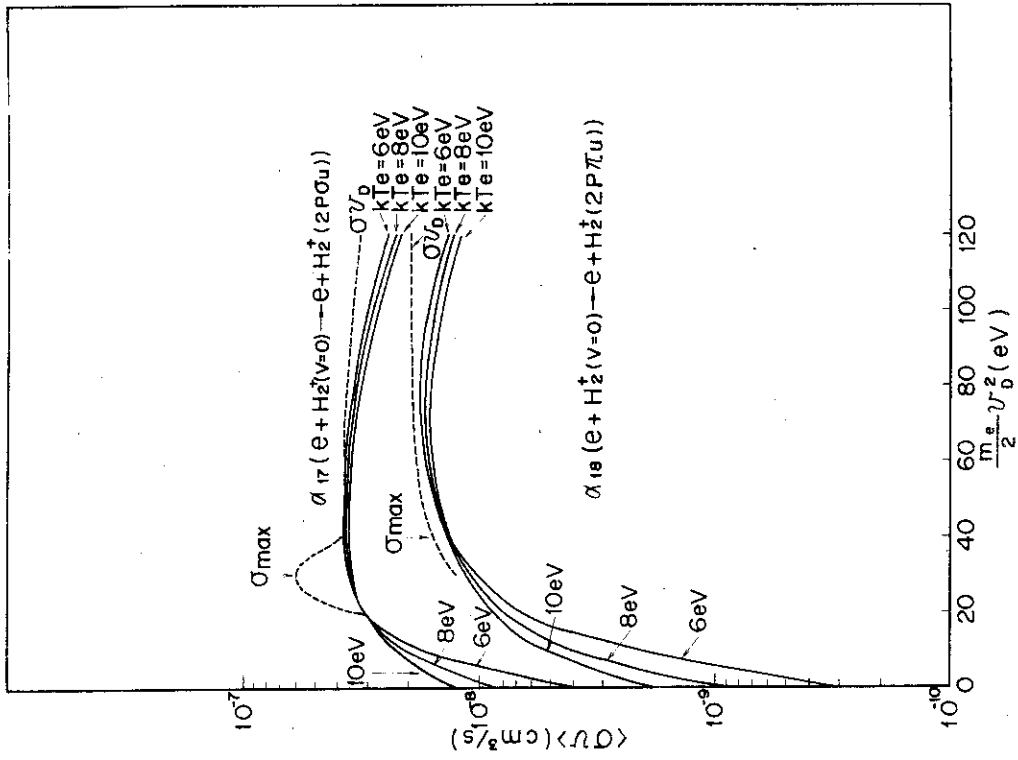


Fig.A18: Fig.A8と同じ。

$e + H_2^+(v=0) \rightarrow e + H_2^+(2P\sigma_u)$
 $e + H_2^+(v=0) \rightarrow e + H_2^+(2P\pi_u)$ の反応。

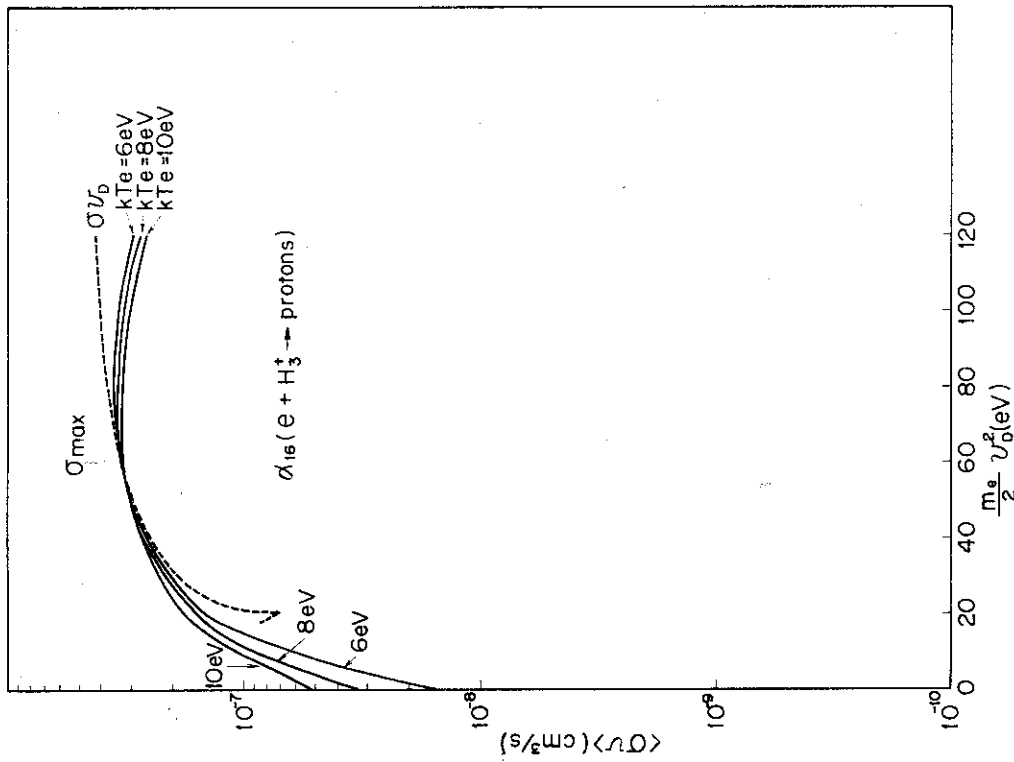


Fig.A17: Fig.A8と同じ。

$e + H_3^+ \rightarrow \text{protons}$ の反応

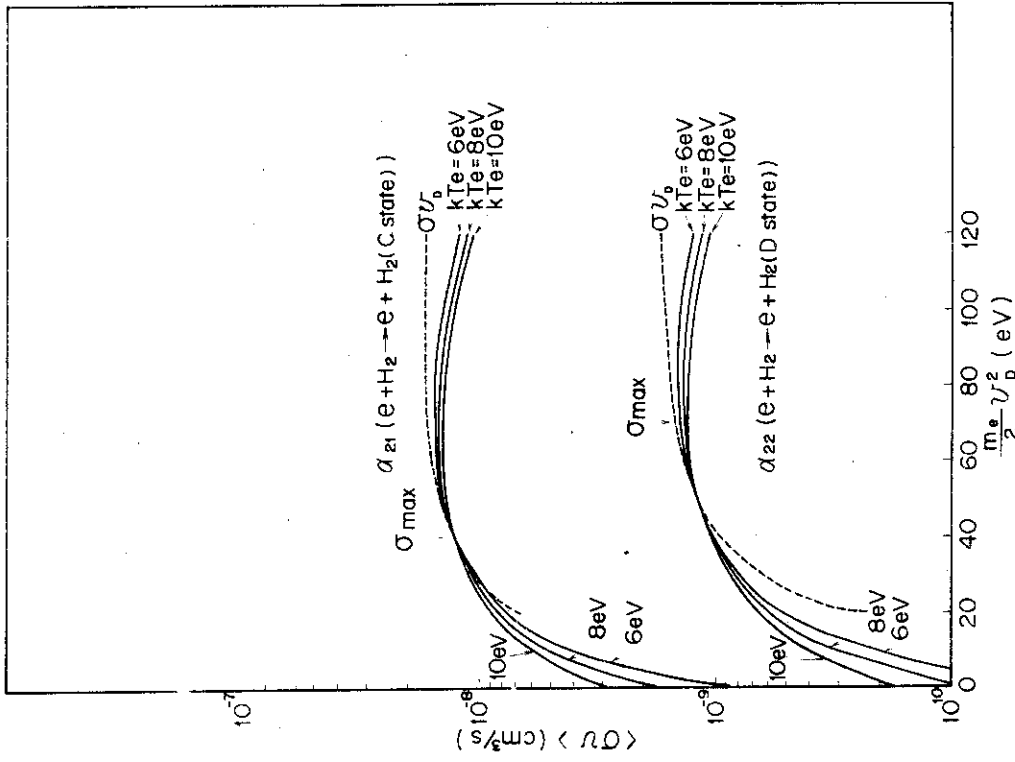


Fig. A20: Fig. A8 と同じ。

$e + H_2 \rightarrow e + H_2$ (C state)
 $e + H_2 \rightarrow e + H_2$ (D state) の反応

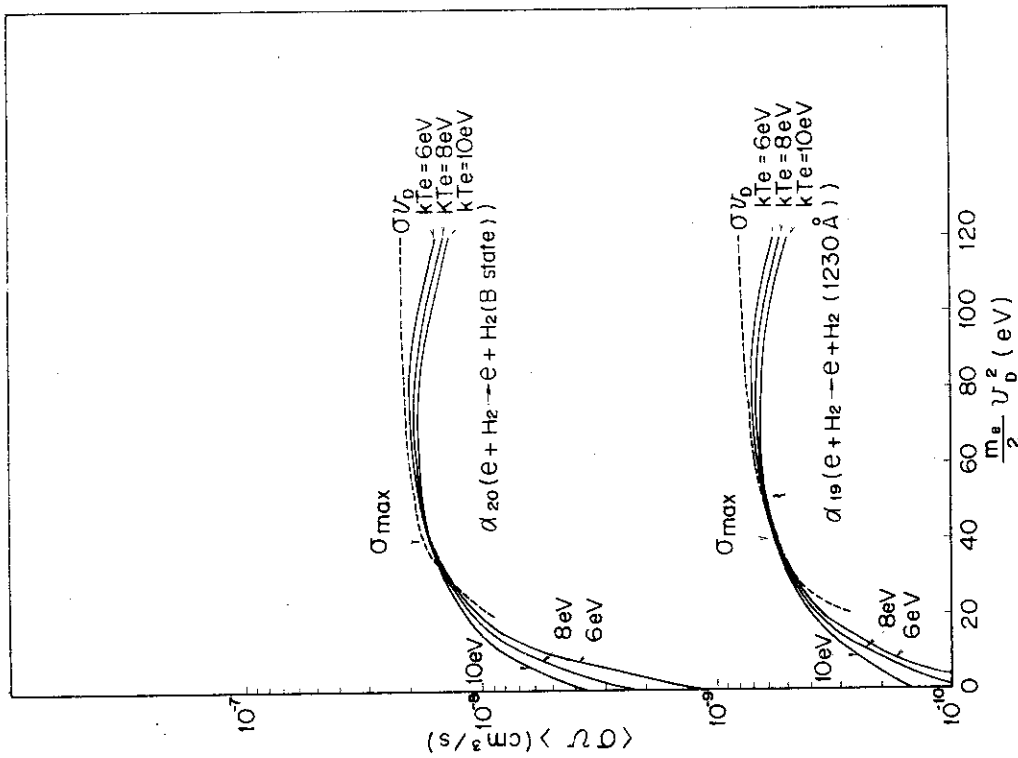


Fig. A19: Fig. A8 と同じ。

$e + H_2 \rightarrow e + H_2$ (1230 Å)
 $e + H_2 \rightarrow e + H_2$ (B state) の反応

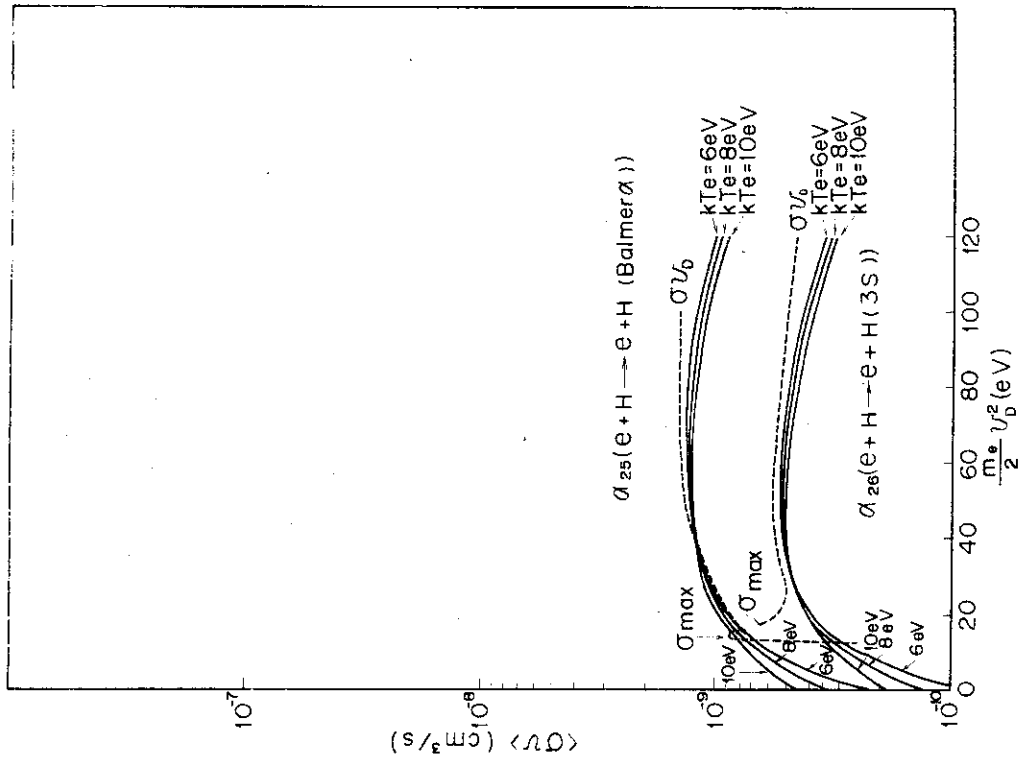


Fig.A22: Fig.A8と同じ。

$e+H \rightarrow e+H$ (Balmer α)
 $e+H \rightarrow e+H(3S)$ の反応

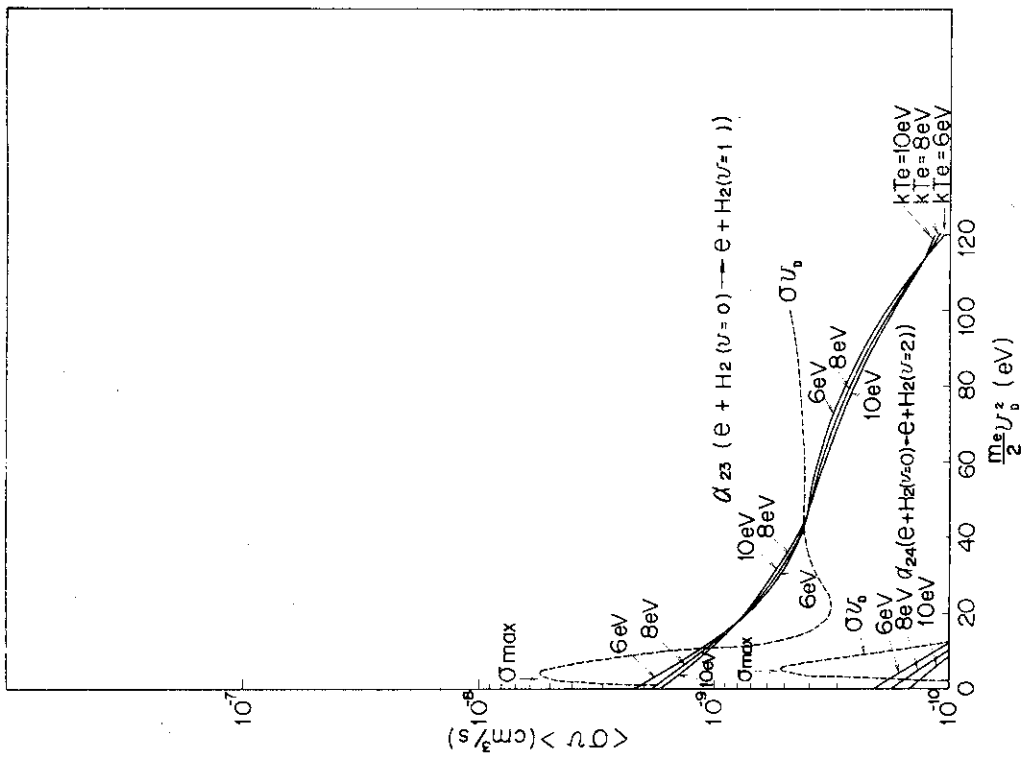


Fig.A21: Fig.A8と同じ。

$e+H_2(v=0) \rightarrow e+H_2(v=1)$
 $e+H_2(v=0) \rightarrow e+H_2(v=2)$ の反応