

E1 前期実験考察 レポート

電気電子工学科 杉田太郎

2024 年 6 月 24 日

1 はじめに

・E1 実験では、平等電界の火花電圧がパッシェン曲線に沿うか、*HP* のデータを基に理論曲線を算出し、それを比較した。

・また、グロー放電の電圧ー電流特性を測定した。
・不平等電解の火花電圧とコロナ電圧についても観察した。

・幾つかのグロー放電発酵をスペクトル分解して気体成分を同定した。

・窒素の *SP02* 系列のスペクトルに注目することでその振動温度を求めた。

2 検討課題

平等電界の火花電圧

図 1 は、球-球電極を使用し、圧力 p 及びギャップ長 d を変化させて、火花電圧 V_s を測定した。

ここで、ピラニ真空計で 100Pa を測定する際の注意点であるが、真空リークに注意しなければいけない。また、1000Pa を測定するときは、計測間隔が大きい 1100Pa から段々小さくしていくより、計測間隔がより小さい 990Pa から段々大きくしていくべきである。

pd が十分に大きいとき、火花電圧と pd は

$$V_s = Ed = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]}$$

[?] と式 1 で表すことができる。

(p : 気圧 [Torr],

d : ギャップ長 [cm],

A, B : 定数,

γ : 陰極電極の状態で火花電圧 V_s が変化すること)

ここに、 $A=20, B=365, \gamma = 0.005$ を代入すると、

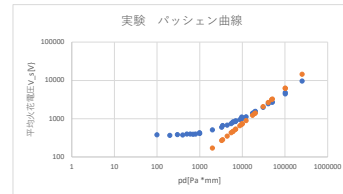


図 1 実験でのパッシェン曲線、青線：パッシェン曲線、橙線：式 1

図 1 のようになる。この時、パッシェン曲線は連続に見えることから、 pd の関数であることに納得できる。(実際は、 γ は定数ではないが、 pd が十分に大きいとき、 γ の変化は小さいことが推測できる。)

pd が十分に大きいときに火花電圧は pd の式で表せられることを確認できた。

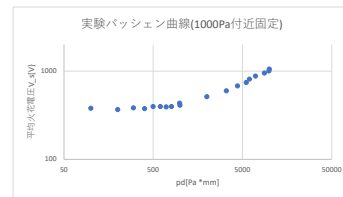


図 2 実験でのパッシェン曲線 (圧力を 1000Pa 付近固定)

ここでの考察は、のちにパッシェン曲線の予測グラフを描画したときに後述する。TODO

グロー放電の観測

ガイスラー管の気圧を 100(-120), 667, 2667Pa で計測した。その時の電圧ー電流特性は図 3 に示す。(電流ー電圧特性でないことに注意してください)

い。) また、100Pa のように小さな気圧値では、どこかに空気漏れが発生してしまっていたことによって、少しずつ外気が実験器具に入り込んでしまい、110,120Pa になったのだと考える。気圧が 100Pa のとき、電流－電圧特性の関係は、直線の正の比例の関係にあると考えられる。これは電圧を上げるほど、電子は加速されやすくなり、陰極から電子が放出される確率が上がるからと推測できる。気圧が 667Pa のとき、電圧－電流特性は、直線の負の比例の関係にあると見られるが、実験中の漏れから外気が入り込んでしまったことが原因だと考える。気圧は 2667Pa は、測定できないが、気圧が大きいほど、同じ電流を流すのに必要とする電圧が大きいことがわかる。

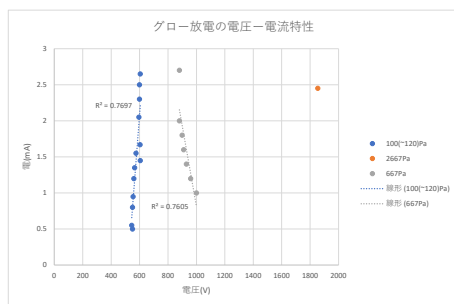


図3 グロー放電の電圧－電流特性

(ある電圧より上において図4のように正グローと融合してしまったため、それ以降は測定できなかった。)

・陰極暗部の厚さは、圧力が大きいほど、薄くなると思われた。

陰極暗部では、加速された電子が原子と電離反応を起こし、電子を雪崩方式で増やしていく反応が起きている。ここで圧力が大きくなると空気中の原子が増えるので、電子はより短い距離を移動するだけで原子と衝突するようになる。その結果、陰極暗部が小さくなると予想される。

不平等電界の火花電圧と極性効果

大気圧空気中で、円錐-平板電極の放電電圧のギャップ長特性を以下に図5-図7に示す。正の直流電圧と交流電圧について、測定時間がなく、標本点不足により正確な電圧－電流特性を測定できな

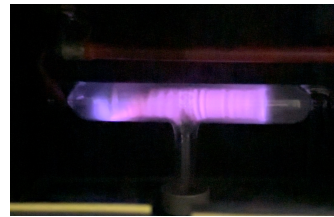


図4 正グローと負グローの様子

かった。この時、気温:23.8 度、湿度:50.6%、気圧は 1018.5hPa であった。また、図5のような電極形状にて実験が行われるため、極性効果について考える必要がある。

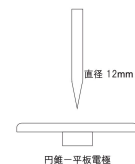


図5 不平等電界を作る電極形状

[?]

図5より、直流電圧は正より負であった方が、火花電圧において同一のギャップ長において開始電圧が大きい。もし先が尖っている電極が正である場合、電子は加速され、空中で他の原子と衝突することで、正イオンと新たな電子を形成し、また加速し原子と衝突を繰り返すことによって、雪崩のように、ギャップ中に電子と正イオンを作り出す。この時、正イオンは陰極に衝突する際、陰極は平板であることから、真っ直ぐ陰極に加速し、 γ 効果によって、電子を出すことによって、持続的に火花を観測することができる。一方、負である場合、正イオンは先が尖っている陰極の先端付近に集中してしまう。この場合、正イオンの衝突間隔の上昇、陰極の先端の表面上の電子密度の低下によって、安定した火花のチャンネルが形成されず、電圧が高くなってしまふことが考察される。

また、交流電圧の火花電圧は、直流電圧正火花電

圧と値が近く、交流電圧の周波数は一連の衝突と電離の反応より十分に遅く、直流電圧負の状態では何も起きず、直流電圧正の状態において、火花が始まると推測できる。TODO コロナ電圧について

雷インパルス電圧を印加した際、火花が発生するかどうかは、雷インパルス電圧が火花開始電圧を超えた時に、自然電離電子がギャップ中に存在するかどうかである。したがって、火花が発生するかどうかは、確率的なものになるが、正極性の雷インパルス電圧の方が負極性のものよりも火花が発生しやすいことが推測できる。

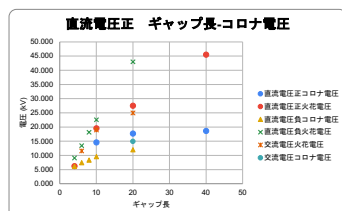


図6 交流電圧 ギャップ長-コロナ電圧

分光計測

以下の図7-図12のように、それぞれの放電管内の気体を同定した。また、中心と端で極端にスペクトルが異なったアルゴンとネオンもそれぞれ図13-14に示す。また、プラズマボールは、ネオンとキセノンで構成されていると推測できる。ネオン、キセノンのピーク値とプラズマボールのピーク値を元に、各元素の封入割合を計算すると、キセノンが50.11%、ネオンが49.89%であることがわかり、ほぼ半分ずつ封入されていることがわかった。この二つの元素はどちらも希ガスであり、極めて反応性が低いことから、安全性は高いと言える。

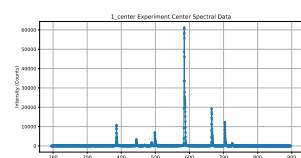


図7 Heの中心のスペクトル

また、図15のようなカラーバーの7色の発光スペクトルを以下図16-図23に示す。シアンは、緑+

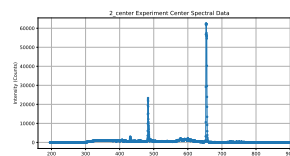


図8 H₂の中心のスペクトル

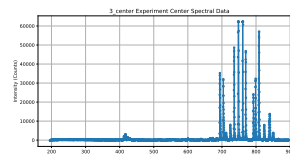


図9 Arの中心のスペクトル

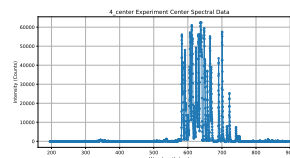


図10 Neの中心のスペクトル

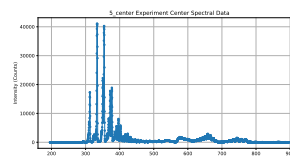


図11 N₂の中心のスペクトル

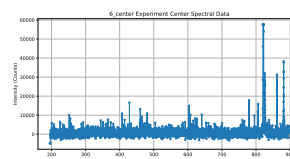


図12 Xeの中心のスペクトル

青。マゼンタは、赤+青。白は、赤+青+緑で構成されていると推測できる。黒は全てのスペクトルを含んでいるとわかる。

また、窒素放電管のスペクトルの300nm-400nmの部分を拡大した図を図24-25に示す。

この時、エネルギー差から波長を求めると、以下表1ようになる。

しかし、グラフを作成するために使用した元

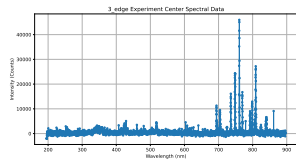


図 13 Ar の端のスペクトル

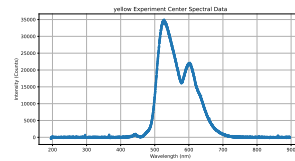


図 18 黄色のスペクトル

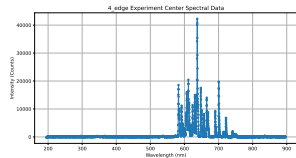


図 14 Xe の端のスペクトル

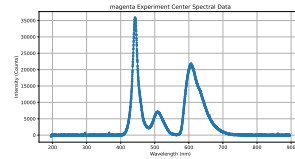


図 19 マゼンタ (明るく鮮やかな赤紫色) のスペクトル



図 15 カラーバー

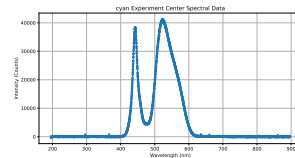


図 20 シアン (やや緑みの明るい青) のスペクトル

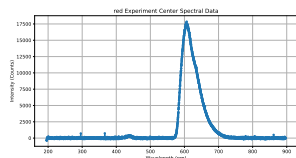


図 16 赤のスペクトル

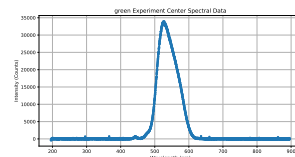


図 21 緑のスペクトル

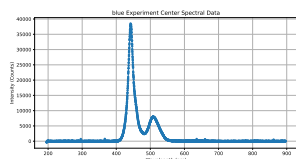


図 17 青のスペクトル

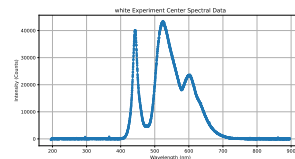


図 22 白のスペクトル

データでは、377.079nm, 372.123nm, 367.781nm, 363.848nm においてピーク値をもち、理論波長のピーク値との差は、 $3.267 \pm 0.115nm$ の範囲にあり、 $3.267nm$ の誤差は、実験中に机に触れてしまっていたこと、較正が不十分に行われていなかったことに帰因すると思われる。また元データは、およそ

0.22nm 刻みであることから、 $\pm 0.115nm$ は計測誤差の影響が大きいと推測できる。

TODO アレニウスの式による温度計算を以下に示す。

また、波長ごとの感度を補正してからのスペクトルは図 28 に示す。

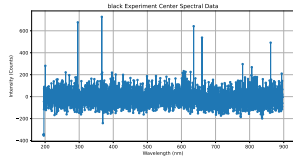


図 23 黒のスペクトル

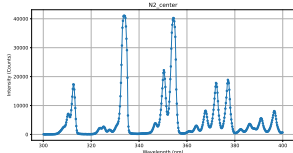


図 24 窒素放電管の中心の 300nm-400nm のスペクトル

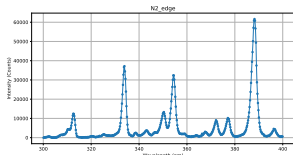


図 25 窒素放電管の端の 300nm-400nm のスペクトル

名称	波長 (nm)
sp02	380.4
sp13	375.5
sp24	371.0
sp35	367.0

表 1 波長データ

水素プラズマの H 原子由来のスペクトル同定

水素原子に関して Balmer 系列の $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\epsilon$ の発光スペクトルの波長のシミュレーション結果は表 2 のようになる。 $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ は、それぞれ 9 重、16 重、25 重の縮退となった。但し、 H_ϵ のデータは 409.57nm のみしか出力結果に記されていないかった。実際の波長はそれぞれ、656nm、486nm、434nm、410nm であり、シミュレーション結果と一致していることが確認できる。しかし、シミュレーション上では、それぞれの発光スペクトルで全て同じエネルギーを取るわけではなく、それぞれのエネルギー帯の幅 (微細な振動準位) を持っているかの

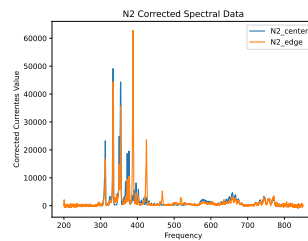


図 26 窒素放電管の端の 300nm-400nm のスペクトル

ように計算されることがわかった。

名称	波長 (nm)
H_α	656.14, 655.48
H_β	486.08, 485.66, 485.62, 485.07
H_γ	433.60, 433.06, 432.58, 431.16
H_ϵ	409.57

表 2 波長データ

He 原子の発光スペクトル同定

可視領域における He の発光スペクトルのうち強度が大きい 6 つ (388, 447, 502, 588, 668, 707 nm 近傍) のスペクトルはそれぞれ以下の遷移に対応する。この時、それぞれの軌道が、どれほど縮退しているかに注意してスペクトルを帰属した。

- 388nm のスペクトル: $2^3S - 3^3P$
- 447nm のスペクトル: $2^3P - 4^3D$
- 502nm のスペクトル: $2^1S - 3^1P$
- 588nm のスペクトル: $2^3P - 3^3D$
- 668nm のスペクトル: $2^1P - 3^1D$
- 707nm のスペクトル: $2^3P - 3^3S$

また、これを実験的に得られたスペクトルと比較する。図 1 は、実験中の放電管の様子を示しており、放電管の端は薄ピンク色、中心は薄オレンジ色に発光した。実際に、(388, 447, 502, 588, 668, 707 nm 近傍) のスペクトルが多く見られた。(実験では、385, 444, 498, 584, 665, 704 に対応した。) また、He の放電管の中心に測定素子を置いたときと、He の放電管の負極に測定素子を置いたときを比較すると、他のスペクトルと比べて 668nm, 707nm のスペ

クトルに大きな変化が見られた。TODO その理由を考察する。

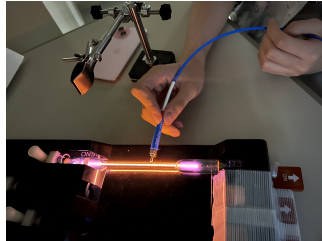


図 27 He の放電管の様子

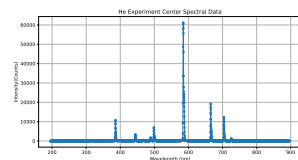


図 28 He の放電管の中心に測定素子を置いたときのスペクトル

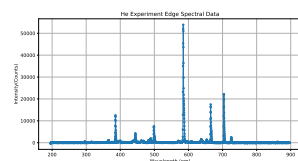


図 29 He の放電管の負極に測定素子を置いたときのスペクトル

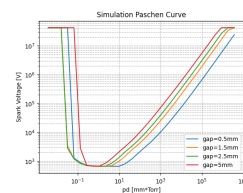


図 30 パッシェン曲線のシミュレーション

シューマンの条件式に基づく火花電圧の予測
これより、

参考文献