磁場内陽光柱の異常拡散と振動

八井 浄・大石嘉雄^{**} (阪大工)^{***}

(1965年4月6日受理)

Abstract

Relation between anomalous diffusion and oscillations of the positive column located in the longitudinal magnetic field in the range 0 ~ 2,200 gauss was studied to examine the theory of Kadomtsev and Nedospasov.

By investigation of intensity and spectrum of the oscillations in the region of anomalous diffusion, higher harmonics of high frequency oscillation of the order 1 Mc/s were detected.

It is concluded that the excitation of high frequency oscillation is the essential cause of anomalous diffusion phenomenon in opposition to the theory of Kadomtsev and Nedospasov.

In addition, we investigated the set-in-magnetic-field of helical instability by changing the intensity of low frequency oscillation and found that the set-in-magnetic-field decreases with increasing intensity of pre-helical oscillations.

It may relate to the hysteresis characteristics of E_z -B first proposed by Nakano et al.

* Anomalous Diffusion and Oscillations of the Positive Column in a Magnetic Field

** Kiyoshi Yatsui, Yoshio Inuishi

*** Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Osaka University.

§ 1 は し が き

これまで我々は、 B_c (異常拡散が生ずる臨界磁場) 以前に於ける磁場内陽光柱プラズマの拡散と低周波振動について調べ、低周波振動が著しい時には、 B_c 以前に於ても両極性拡散理論から外れて、磁力線を横切る拡散が増大する現象を見出したが (1), (2), (3), 今回、更に強磁場に至る迄の拡散と振動の関係について、一連の定量的な実験を行い、興味ある結果を得たので報告する。

今回の実験の主要点は次の通りである。

- (i) B_c 以前の振動の性質を知る事
- (ii) B_c 以前の振動が B_c に及ぼす影響と B_c への移行状態
- (iii) 電子温度の B_c 前後の詳細な変化
- (iv) 半径方向電位差の異常拡散領域での詳細な変化
- (v) 異常拡散領域での noise spectrum

§ 2 測定原理・方法及び装置

2-1 測定原理及び方法

磁力線を横切る半径方向のイオンの拡散を、前報⁽¹⁾と同様にして、放電管管壁でのイオン電流 j_{iw} と半径方向のイオン密度分布 $n_i(r)$ の測定から調べた。

即ち、両極性拡散係数 D_a の磁場 B に対する依存性は次式で与えられる。

$$\frac{D_a^*(B)}{D_a(0)} = \frac{j_{iw}(B)}{j_{iw}(0)} \cdot \frac{\frac{\Delta n_i}{\Delta r}(0) \big|_{r=\text{wall}}}{\frac{\Delta n_i}{\Delta r}(B) \big|_{r=\text{wall}}} \quad (1)$$

但し、

$D_a(0)$; 両極性拡散係数 ($B=0$)

$D_a^*(B)$; " " ($B \neq 0$)

$j_{iw}(0)$; 放電管管壁でのイオン電流密度 ($B=0$)

$j_{iw}(B)$; " " ($B \neq 0$)

$\frac{\Delta n_i}{\Delta r}(0) \big|_{r=\text{wall}}$; 放電管管壁でのイオン密度勾配 ($B=0$)

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

$$\left. \frac{\Delta n_i}{\Delta r} (B) \right|_{r=\text{wall}} ; \text{放電管管壁でのイオン密度勾配} (B \neq 0)$$

尚, ここで (a) 放電管管壁でのイオン電流; j_{iw} (b) イオン密度; n_i (c) 放電管管壁でのイオン密度勾配; $\left. \frac{\Delta n_i}{\Delta r} \right|_{r=\text{wall}}$ の測定方法は前報告⁽¹⁾に述べたので省略する。

2-2 実験装置

(第1図)に実験装置の概要を示す。

A; anode K; hot cathode

P_1 ; movable probe (cylindrical)

P_2 ; wall probe (disk)

第1図 実験装置

(a) 放 電 管

気体; A_r . 気圧; 0.1 mmHg

放電管全長; 320 mm , 陽極(A)―陰極(K)間距離; 270 mm , 陽極(A)―探針(P_1 , P_2)
間距離; 150 mm , 放電管半径(R); 11 mm .

P_1 ; 半径方向可動探針, $0.1 \text{ mm} \phi \times 2 \text{ mm}$. モリブデン製. (半径方向のイオン密度分布
及び Potential 分布測定, 並びに振動測定用)

P_2 ; 壁探針, $1 \text{ mm} \phi$ の円板で, モリブデン製 (放電管管壁でのイオン電流及びイオン密度
測定, 並びに振動測定用)

尚, 振動測定は(1) P_1 , (2) P_2 , (3) Aよりpick up して $0.5 \mu F$ のコンデンサを直
列に挿入した後, シンクロスコープで観測した。

(b) 磁場用コイル

磁場強度 B; $0 \sim 2,200 \text{ gauss}$. 連続可変

§ 3 実 験 結 果

3-1 放電管管壁への拡散流(イオン電流)の磁場依存性

供試放電管のヒータ電圧(V_h)を一定にして, 放電電流を parameter にした時の, 放
電管管壁への拡散流の磁場依存性を(第2図)に示す。尚, 測定には, 壁探針(P_2)を用い
た。

図より, 放電電流 $I_d = 5 \text{ mA}$ では $B_c = 1,360 \text{ gauss}$ で, 又 $I_d = 10 \text{ mA}$ では,
 $B_c = 1,480 \text{ gauss}$ で, Helical Instability に依る異常拡散領域に入る事が分か
る。

3-2 臨界磁場(B_c)の放電電流依存性

ヒータ電圧(V_h)を一定にして, parameter である放電電流(I_d)を $5 \sim 20 \text{ mA}$
迄変えた時の, 放電管管壁への拡散流の磁場依存性から, 臨界磁場(B_c)の放電電流(I_d)
に依る変化を示したのが, (第3図)である。

(第3図)の傾向は, Hoh-Lehnert の実験⁽⁴⁾と良く一致し, これは又, 放電電流(I_d)
が増加すると, 縦電場(E_z)が減少する陽光柱プラズマの特性及び Helical Instability
の理論からも, reasonableな結果と思われる。

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

第 2 図

放電管管壁への拡散流の磁場依存性

3-3 臨界磁場 (B_c) のヒータ電圧依存性

臨界磁場 (B_c) は、(第3図)に示す様な放電電流依存性をもつ事が分かったが、放電管のヒータ電圧を変えても、 B_c が移動する事が判明した。(第4図)は、放電電流を parameter にした時の、臨界磁場 (B_c) のヒータ電圧 (V_h) 依存性を示す。

図より、ヒータ電圧 (V_h) を大きくすると、臨界磁場 (B_c) が高くなるのが注目される。

3-4 電子温度 (T_e) の磁場依存性

異常拡散の問題を考える時に、電子温度の磁場依存性を知る事は、重要な事と思われる。

放電管のヒータ電圧 (V_h) を一定にし、可動探針 P_1 を放電管中心に置いて、電子の電圧-電流特性を X-Y レコーダに描かせ、その傾斜から求めた電子温度 (T_e) を、磁場 (B) の関数として示したのが(第5図)である。

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

第 4 図

臨界磁場のヒーター電圧依存性

第 5 図

電子温度の磁場依存性

図より，臨界磁場 (B_c) に於て，電子温度 (T_e) の急激な増加が認められ，又，後に述べる低周波振動の磁場依存性に於ても，振動電圧の急激な増大が検知された。

3-5 半径方向電位差の磁場依存性

磁力線を横切るイオンの拡散を考える時，半径方向電位差 ($V(r)$) の磁場依存性を知る事には，重要な意味がある。

可動探針 (P_1) を放電管中心に置いて， P_1 と壁探針 (P_2) の各々の floating potential の差から求めた半径方向電位差 ($V(r)$) の磁場依存性を示したものが (第 6 図) である。

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

第 6 図

半径方向電位差の磁場依存性

$\times$ — $I_d = 7.5 \text{ mA}$. $V_h = 1.08 \text{ V}$.

$\circ$ — $I_d = 2.0 \text{ mA}$. $V_h = 1.40 \text{ V}$.

図より明らかな様に，臨界磁場 (B_c) をいくらか越えた磁場で，半径方向電位差の逆転が認められる。

3-6 磁場内陽光柱プラズマの振動

(a) 低周波振動の磁場依存性

(第7図)は，放電電流 $I_d = 5 \text{ mA}$ ，ヒータ電圧 $V_h = 12.5 \text{ V}$ の場合の，探針 P_1 よ

第 7 図

低周波振動の磁場依存性

○ — V_{osc} . (peak to peak) (V)

× — f (kc/s).

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

より pick up した低周波振動電圧 (peak to peak) 及び周波数の磁場依存性を示す。

尚、振動周波数は、探針 P_1 , P_2 及び陽極 A より pick up しても、殆んど変化は認められなかった。

又、放電電流を parameter にして求めた低周波振動の磁場依存性に於て、振動電圧の jump から求めた B_c の放電電流依存性は、放電管管壁への jump から求めた B_c の放電電流依存性 (第 3 図) に良く一致し、更に、電子温度の jump から求めた B_c の放電電流依存性 (第 5 図) とも非常に良く一致する。

(b) 低周波振動電圧のヒータ電圧依存性

(第 8 図) は、臨界磁場 (B_c) 直前の磁場を parameter にした時の、低周波振動電圧 ($V_{osc.}$) のヒータ電圧 (V_h) 依存性を示す。

第 8 図

低周波振動電圧のヒータ電圧依存性

図より，ヒータ電圧 $V_h = 1.0 \sim 1.35$ V の範囲内では， V_h の増大と共に磁場内陽光柱に発生する低周波振動の振動電圧 (peak to peak) は減少し，これは臨界磁場のヒータ電圧依存性 (第4図) と関連があると思われる。

(c) 磁場内陽光柱の noise spectrum

磁場中プラズマの異常拡散と，それに伴って急速に増大する低周波振動については，Kadomtsev-Nedospasovの理論⁽⁵⁾が一貫した説明を与えているが，彼等の理論にも種々の問題点があり，その検討には，異常拡散領域での振動の intensity 及び spectrum の正確な知識が必要となるであろう。

(第9図)は，放電電流 $I_d = 5$ mA，ヒータ電圧 $V_h = 1.20$ V の場合の，磁場内陽光柱プラズマの noise spectrum である。

図より，磁場内陽光柱プラズマには，(i) 数 kc/s (ii) 数 + kc/s の低周波振動と，(iii) 1 Mc/s 前後の高周波振動とが存在し，異常拡散領域に至ると，数 + kc/s の低周波振動は random な様相を呈した後，更に強磁場になると，高周波振動の2次，3次，4次の higher harmonics が現われる事が分かる。

(d) 高周波振動電圧の磁場依存性

(第10図)は，放電電流 $I_d = 5$ mA，ヒータ電圧 $V_h = 1.20$ V の場合，高周波振動の fundamental mode である $f \sim 0.6$ Mc/s の振動電圧の磁場依存性 (実線) を示す。

尚，比較のために，(第9図)にみられる数 + kc/s の低周波振動電圧の磁場依存性を，点線で示した。

図より，30～70 kc/s の低周波振動電圧は，磁場の増大と共に減少し， B_c で急激な増大を示すが， $f \sim 0.6$ Mc/s の高周波振動電圧は，磁場の増大と共に最初少し増大した後，略々一定となって， B_c をいくらか越えた磁場で，急激な増加を示していることが分かる。

§ 4 検 討

4-1 臨界磁場 (B_c) の低周波振動電圧に依る変化

(第4図)から，臨界磁場 (B_c) は，ヒータ電圧 (V_h) の増大と共に，ゆるやかな増加を示す事が明らかになった。

これは， V_h の増大に伴って，磁場内陽光柱で，Helical Instabilityへの突入がし

磁場内陽光柱の異常広散と振動

第 9 図

磁場内陽光柱の noise spectrum

第 10 図

高周波振動電圧の磁場依存性

にくくなる何らかの機構が存在する事を暗示するものと言えよう。

その一例として、磁場内陽光柱に発生する低周波振動が考えられる。

(第8図)より、 B_c 直前の磁場では、低周波振動電圧は、放電管ヒータ電圧の増大と共に減少する事から、低周波振動が Helical Instability の発生に、何らかの影響を及ぼしている、と考える事が出来る。

即ち、 V_h を減少して、陰極からの電子放出が少なくなると、磁場内陽光柱の低周波振動電圧が増大し、それが 'タネ' となって、Helical Instability への突入が早く生ずる事になる。

磁場内陽光柱が、一度異常拡散領域に入れば、プラズマは乱流的な様相を呈すであろうから、 B_c に対して、磁場中プラズマの何らかの乱流の 'タネ' —— 例えば、振動 —— が影響を与え、その 'タネ' が極めて小さい時には、 B_c は高くなって、プラズマは安定な状態を長く持続するものと思われる。

これは、中野等に依る、 E_z - B hysteresis 現象⁽⁶⁾とも関連があるであろう。

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

4-2 低周波振動 (数 kc/s) の性質

(第7図)及び(第9図)に観られる, 数 kc/s の低周波振動の性質を考えよう。(第11図)は, 磁場を parameter にした場合の, 数 kc/s の低周波振動周波数の放電電流依存性を示す。

第 11 図

低周波振動周波数の放電電流依存性 ($V_h = 10.0 \text{ V const}$)

但し, $\circ - B = 0$, $\triangle - B = 130 \text{ G}$, $\square - B = 260 \text{ G}$,

$\blacktriangle - B = 380 \text{ G}$, $\nabla - B = 650 \text{ G}$,

$\bullet - B = 1,160 \text{ G}$, $\times - B = 1,930 \text{ G}$

図より現象論的にみて、 $B = 0 \sim 200 \text{ gauss}$ の低周波振動と、 $B > 200 \text{ gauss}$ の低周波振動とは、別の性質のものである事が予想される。

$B > 200 \text{ gauss}$ の低周波振動は、後の2ケのフォトトランジスタに依る管軸に沿う場所の分布、及び波長の測定から、波長が数cmの移動縞に依る振動が主で、強磁場では、探針部近傍一陰極間では殆んど pick up されず、陽極一探針部近傍にのみ存在する事が判明した。

尚、低周波振動の磁場依存性(第7図)で、 $B \sim 200 \text{ gauss}$ 前後にみられる不連続性は、放電管管壁への拡散流の磁場依存性(第2図)、電子温度の磁場依存性(第5図)、及び半径方向電位差の磁場依存性(第6図)に於ても、一様に認められた。

磁場中の移動縞振動については、一部発表した⁽⁷⁾が、詳細は別に発表する予定である。^{(8),(9)}

4-3 半径方向電位差の逆転

この問題は、これ迄数度問題になったが、^{(10),(11)}異常拡散と半径方向電位差の逆転の関係は、未だ正確に把握されてはいない。

(第6図)から言える事は、電位の逆転が生ずる磁場に、当然の事ながら、放電電流依存性が認められる事であろう。

陽光柱理論から、電位差 V の半径方向成分は、

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{D_{er}^* - D_{ir}^*}{\mu_e^* + \mu_i^*} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} \quad (2)$$

但し、 μ_e^* 、 μ_i^* ; 磁場中の、電子及びイオンの移動度

D_{er}^* 、 D_{ir}^* ; 磁場中の、電子及びイオンの半径方向拡散係数

n ; 荷電粒子密度

で表わされるから、異常拡散領域での半径方向電位差の逆転は、強磁場での電子及びイオンのサイクロトロン周波数の相異のために、 $D_{ir}^* > D_{er}^*$ となって、イオンの半径方向の拡散が電子のそれを上回る事を意味し、磁力線を横切るイオン拡散の重要性を示すものと言えよう。

今后、異常拡散領域での、半径方向電位差の磁場依存性の更に多くのデータが待たれる。

4-4 Kadomtsev-Nedospasov 理論の検討

ここで簡単に、Kadomtsev-Nedospasov 理論⁽⁵⁾を振り返ってみよう。

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

彼等は、Lehnert の仮定⁽¹²⁾から出発して、電子及びイオンに対する (1) 連続の方程式、(2) 運動の方程式、(3) poisson の方程式、の方程式系に対して、(a) $n_e = n_i = n$ 、(b) イオンの拡散を無視、(c) イオンに対する磁場の影響及び慣性項を無視、等の仮定を用いて、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } n \mathbf{v}_i = \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } n \mathbf{v}_e = Z n \quad (3)$$

$$\frac{k T_e}{m n} \nabla n = - \frac{e}{m c} \mathbf{v}_e \times \mathbf{H} + \frac{e}{m} \nabla V - \frac{\mathbf{v}_e}{\tau} \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_i = -b_i \nabla V \quad (5)$$

の基礎方程式を得た。

そして、small amplitude perturbation の取扱いに依って得られた分散式から、臨界磁場 (B_c) より僅かに大きい磁場で磁場内陽光柱に発生する正弦波の振動数 f は、

$$f \sim 10 \cdot \frac{1}{\omega_e \tau_e} \cdot \frac{b_i}{b_e} \cdot \frac{D_e}{a^2} \quad (6)$$

但し、 ω_e ; 電子のサイクロトロン周波数

τ_e ; 電子と中性粒子との衝突時間

b_e, b_i ; 電子及びイオンの移動度

a ; 放電管半径

D_e ; 電子の拡散係数

で与えられ、Hoh-Lehnert の実験 条件下では、10 kc/s 程度の低周波振動に該当する、と説明した。

然し、彼等の理論にも、多くの問題点がある様に思われる。

例えば、(第6図)の半径方向電位差の磁場依存性から、検討(4-3)にも述べた様に、強磁場では、磁力線を横切る拡散は、電子に依るものよりもむしろ、イオンの拡散が優勢にな

$$\text{る } (D_{ir}^* \sim \frac{D_{i0}}{(\omega_i \tau_i)^2} > D_{er}^* \sim \frac{D_{e0}}{(\omega_e \tau_e)^2})$$

であろうから、Kadomtsev-Nedospasovの理論で用いられた仮定(b)の様に、イオンの拡散を最初から無視するのは、正しくない手続と言えるであろう。

次に、(第9図)及び(第10図)の実験結果を眺めてみよう。

(第9図)から、数十 kc/s の低周波振動は、 $B > 800 \text{ gauss}$ では、周波数は略々一定、又、磁場の増大と共に減少特性を示した振動電圧は、 $B_c \sim 1,400 \text{ gauss}$ で急激な増大を示し(第10図)、 B_c を少し越えた磁場 $B \sim 1,550 \text{ gauss}$ で、急に random な様相を呈してしまう。

これに対して、高周波振動は、 $f \sim 0.6 \text{ Mc/s}$ の基本波が常に存在し、数十 kc/s の低周波振動が random になる磁場を越えてから、 $B \sim 1,800 \text{ gauss}$ で、約 1.1 Mc/s の第2次高調波、 $B \sim 1,850 \text{ gauss}$ で、約 1.7 Mc/s の第3次高調波、 $B \sim 1,900 \text{ gauss}$ で、約 2.5 Mc/s の第4次高調波が現われ、各振動モードの set-in-magnetic-field は異なり、higher mode になる程、set-in-magnetic-field が高くなる事が注目される。

更に、(第10図)から、 $f \sim 0.6 \text{ Mc/s}$ の高周波振動電圧は、磁場の増大と共に、最初少し増大してから略々一定となって、 B_c をいくらか越えた磁場から急激に増大している事が分かる。

これらの点から、磁場内陽光柱の異常拡散の出現と、 1 Mc/s 前後の高周波振動の励起とは、密接な関係があると言えるであろう。

これは、Kadomtsev-Nedospasov の理論では考えられていない。その理由として、彼等の理論では、仮定(a)で、 $n_e = n_i = n$ と置いて、磁場内陽光柱プラズマを一流体モデルで扱ったために、電子とイオンが同じ位相で運動する低周波振動分岐しか着目しなかった事に依ると考えられる。

彼等の理論的欠陥を修正した磁場内陽光柱の振動と不安定性については、市川一三沢⁽¹³⁾、市川一笹倉⁽¹⁴⁾等に依って詳しく論じられたが、Kadomtsev-Nedospasov の理論も含めて、これらの理論を考える場合には、異常拡散領域での振動の intensity 及び spectrum の、更に詳しい実験データが望まれるであろう。

§ 5 結 論

磁場内陽光柱の異常拡散の現象を、振動との関連で実験的に研究した結果、次の諸点が明らかになった。

- (1) Helical Instability に依る異常拡散は、磁場内陽光柱に、予め何らかの擾乱の

磁場内陽光柱の異常拡散と振動

「タネ」——例えば、移動縞の様な振動——が著しい時には、臨界磁場が低減して、起りやすくなる。

- (2) 異常拡散領域では、半径方向電位差の逆転が生じ、磁力線を横切る拡散は、イオンに依る拡散が本質的になる。
- (3) 異常拡散の出現と、1 Mc/s 程度の高周波振動の励起とは、密接な関係がある。
- (4) 異常拡散領域では、高周波振動の higher harmonics が現われ、higher mode になる程、set-in-magnetic-field は高くなる。

今后、諸実験条件を変えて、(1) 異常拡散領域での振動の intensity と spectrum
(2) 高周波振動の higher harmonics (3) 各振動モードの growth rate, 波長及び set-in-magnetic-field (4) 振動の性質、等について、更に詳しい測定及び解析を試みる予定である。

終りに、放電管を製作していただいた、松下電子工業研究所、下秀三氏と、本実験遂行に御助力を得た本学卒業生、黄地尚義君に深く謝意を表します。

参 考 文 献

- (1) 八井, 久保, 犬石; 核融合研究 12 (1965) 510
- (2) 八井, 久保, 犬石; 物理学会, 第19回年会, 4, 6a-R-2
- (3) K. Yatsui, U. Kubo and Y. Inuishi; J. Phys. Soc. Japan
(投稿中)
- (4) F. C. Hoh and B. Lehnert; Phys. of Fluids 3 (1960) 600
- (5) B. B. Kadomtsev and A. V. Nedospasov; J. Nucl. Energy
Part C. 1 (1960) 230
- (6) 中野, 今津他; 物理学会, 昭39, 春, 4, 3p-P-3
- (7) 八井, 犬石; 「イオン振動研究会」資料(昭40, 2, 25)
- (8) K. Yatsui, T. Ohji and Y. Inuishi; Jap. J. Appl. Phys.
(投稿予定)
- (9) 八井, 黄地, 犬石; 核融合研究(投稿予定)
- (10) 中野, 今津他; 物理学会, 第19回年会, 4, 6a-R-4

八 井 ・ 犬 石

- (11) G. V. Gierke and K. H. Wöhler; Nuclear Fusion, Suppl.
Part 1 (1962) 47
- (12) B. Lehnert; Proceedings of the 2nd United Nations
Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy,
Geneva, 32 (1958) 349
- (13) 市川, 三沢; 核融合研究 7 (1961) 445
- (14) 市川, 笹倉; 核融合研究 8 (1962) 41