偏光プラズマ分光 —原子・イオンの非等方的励起の効果—

藤 本 孝 , 平 林 集

(京都大学工学部物理工学教室)

(1985 年 12 月 13 日受理)

Polarization Plasma Spectroscopy — Effects of Anisotropic Excitation

Takashi Fujimoto and Atsumu Hirabayashi

(Received December 13, 1985)

Abstract

A review is given of the excitation anisotropy in atomic or ionic level population, or alignment, and its effects on the line intensity : anisotropic intensity distribution and polarization. We take the optical excitation as an example of producing alignment and show various features of its effects. For other anisotropic-excitations, collisional excitation by electrons and charge transfer excitation of ions, latest results of the theoretical and experimental studies are presented. Relaxation of alignment is brought about by several mechanisms : disalignment by atomic collisions and by trapped radiation is understood fairly well, while nothing is known about electron collision and ion collision.

1. はじめに

プラズマ中に存在する原子・イオンの放射する線スペクトルを観測してその種々の特性から環境としてのプラズマの情報を得る, というのはプラズマ分光学の1つの重要な役割である。スペクトル線の持つ種々の特質(波長, 強度, 線プロファイル, それらの時間変化等)のうち今まで少数の例外を除いては偏光の現象には注意が払われてこなかった。もしプラズマが, 例えば熱平衡にある場合のようにその性質が空間的に等方的であれば, 偏光をも含めた輻射の非等方性の現象は現われない。しかしながら最近, プラズマ診断法としてのレーザー誘起蛍光分光法(LIFS, LIFとも呼ぶ)やビーム・プローブ法など, その励起過程が本質

的に非等方的であるような場合がプラズマ分光の枠組みの中で重要になってきた。さらに、トカマクに対するプラズマ分光においても非熱的電子に起因すると思われる現象も見出され始めている。例えば、*ECR*加熱時にヘリウム様チタンイオンよりの発光線のうち $2^1P \rightarrow 1^1S$ の共鳴線のみが他に較べて非常に強くなる¹⁾とか、低域混成波加熱時に鉄のリチウム様サテライト線とヘリウム様共鳴線の強度比が非常に小さくなるのを、高エネルギーで磁場方向の速度を持つ電子によるものであると結論づける例²⁾などである。我が国でも *JIPPT-IIU* 装置で観測される種々の電離段階のチタンイオンの K_{α} 線は非熱的電子による内殻電離に帰されている³⁾。

さて、このような非熱的電子があれば、その速度分布は当然非等方的であり、そのような電子群によって励起され放出される輻射には、— 未だ観測例はないが — 非等方性（例えば偏光）が現われることが期待される。また *NBI* 加熱時に中性水素との荷電交換により放出される高電離不純物イオンからの輻射も同じ原因によりやはり大きな非等方性を持つ筈である。

本稿の目的は、生成される非等方性の性質がはっきりしている光励起の場合を先ず例にとって、我々の観測に非等方的励起の効果がいかに現われるかという現象を示し、次に、そのような非等方性に寄与するいくつかのファクターについて紹介することである。

なお、本稿は去る1985年11月1、2日にプラズマ研究所で行なわれた「プラズマ分光における非等方的励起の効果」研究会での講演に加筆したものである。

2. レーザー励起による非等方性 — アライメント ⁴⁾

図1は我々の実験室における実験装置のブロック図である。窒素または *YAG* レーザー励起色素レーザーの出力（パルス幅 ≈ 5 ns）はオプティカルファイバーを通して無偏光にされ、放電プラズマを軸方向から

図1. 実験装置のブロック図

照射する。レーザー光進行方向から 90° の方向においた分光器, 光電子増倍管により蛍光強度の時間変化を観測する。放電にはネオン (圧力 2 torr, 直流電流 0.3 mA) を用い, レーザー励起には $2p^5 3s$ の中の準安定状態 $1s_3$ (角運動量 $J=0$) から $2p^5 3p$ の中の $2p_2$ ($J=1$) への遷移 (616.4 nm) を用いる。蛍光観測には同じ遷移とそれと上準位を共有するもう 1 つの遷移 $2p_2 \rightarrow 1s_2$ (659.9 nm) を用いる (図 2)。図 3 が幾何学的関係を示し, 励起レーザー光が直線偏光している場合には量子化軸 (z 軸) として偏光ベクトルの方向をとる。観測は量子化軸と角 θ をなす方向から行うとする。図 4 は θ を変化させて蛍光を観測した結果である。著しい点は上準位の “ポピュレーション” は厳密に同じであるにもかかわらず $\theta = 0^\circ$ と 90° とでは例えば 616.4 nm ではその観測された強度が全く異なることである。さらに, 上準位を共有する 2 本の線の相対的強度比は観測する角度によって全く異なっている。これが非等方的励起が生じている時に現われる典型的な現象である。要するに, 上準位のポピュレーションを n , 自然放出確立を A , 光子のエ

図 2. Ne I のエネルギー図の一部

図 3. 光励起及び観測に対する幾何学的関係。
 z 軸は光励起によって決まる量子化軸。
 観測は z' 軸方向から行なうが, 観測光は直線偏光成分 e_l と e_r 方向に分離する。
 (e_l は x 軸方向で $e_l \perp e_r$)
 z' 軸は z - y 平面内にあり z 軸と角 θ をなす。

図 4. Ne ($2p_2$) 準位を共通の上準位とする
 616.4 nm ($1s_3-2p_2$) 線と 659.9 nm
 ($1s_2-2p_2$) 線の蛍光強度。
 $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ の場合, 上準位のポピュレーションは一定であるにもかかわらず蛍光強度が著しく異なっている。

エネルギーを $h\nu$ とし、観測されるスペクトル線強度を I とすれば、普通に仮定される比例関係が成立しないということである。

$$I \neq n A h \nu \frac{V d \Omega}{4 \pi} \quad (1)$$

ここで、幾何学的因子は V (体積) $d\Omega$ (立体角) として入っている。式(1)の不等式はここで例に挙げた光励起による場合のみならず1章で述べたように一般的に励起が非等方的に生じている場合は常に生じている現象であり、観測する発光線の強度を問題とする実験を行う場合には十分な注意が必要である。例えば上準位を共有する何本かの発光線の強度比を用いて分光器の感度校正を行う場合(ブランチングレシオ法)には式(1)が等式となっていることを確かめておかねばならない。そうでなければ図4のような状況になっていて、観測方向により強度比が異なることになる。

3. 素過程

3.1. 光励起⁴⁾

原子が準位 g から直線偏光により準位 e に励起されたとし、準位 e から準位 f への遷移を行うときの発光を観測する。図3において偏光ベクトルの方向を z 軸とし、 x 軸のまわりに角 θ だけ回転した方向から直線偏光ベクトル e_r, e_ℓ をもつ発光強度を観測する。1970年代にオプティカル・ポンピング分野において発展させられた理論を援用すると、観測される光のうち偏光ベクトル e を持つ成分の強度は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I(e) &= \frac{1}{2} n A h \nu \frac{V d \Omega}{4 \pi} [1 + (-1)^{J_g - J_f + 1} 3(2J_e + 1) \left\{ \begin{matrix} J_e & J_e & 2 \\ 1 & 1 & J_g \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_e & J_e & 2 \\ 1 & 1 & J_f \end{matrix} \right\} f_0^2(e) \exp(-R_{da} t)] \\ &\equiv \frac{1}{2} I_0 [1 + K f_0^2(e) \exp(-R_{da} t)] \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、幾何学的係数は

$$\begin{cases} f_0^2(e_r) = 1 - 3 \sin^2 \theta \\ f_0^2(e_\ell) = 1 \end{cases} \quad (3)$$

$\left\{ \begin{matrix} J_e & J_e & 2 \\ 1 & 1 & J_g \end{matrix} \right\}$ は $6j$ -シンボル、 R_{da} は disalignment rate である。しばらくは $R_{da} t = 0$ を仮定する。我々が普通に観測する光強度は

$$I_t = I(e_r) + I(e_\ell) \quad (4)$$

であろう。図4の例で I_t がどうなるかをみると、616.4 nm ($J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$) 励起による 616.4 nm ($J_e = 1 \rightarrow J_f = 0$) を観測する場合は $K = -1$ であることより $\theta = 0^\circ$ と 90° では I_t はそれぞれ 0, $\frac{3}{2} I_0$ となり、図4に大体対応する。659.9 nm ($J_e = 1 \rightarrow J_f = 1$) 光では同じく $\frac{3}{2} I_0, \frac{3}{4} I_0$ となる。このように式(2)は実験をよく説明するが、より直観的な説明も可能である。図5は今の例に対するカスト

図5. $J_g = 0, J_e = 1, J_f = 0, 1$ の場合のカストラーダイアグラム。

ラー・ダイアグラムと呼ばれる図である。上下準位を磁気副準位に分けて書き、光学的許容遷移が結んである。 $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ の励起は π 励起なので上準位の3つの副準位のうち $m_J = 0$ にしかポピュレーションは生じない。従って $J_e = 1 \rightarrow J_f = 0$ の遷移では発光も π 光しかなく、この光は $\sin^2 \theta$ に比例する強度分布を持っているので z 軸方向つまり $\theta = 0^\circ$ の場合には観測されない。それに対して $J_e = 1 \rightarrow J_f = 1$ 遷移では $m_J = 0 \rightarrow m_J = 0$ の π 光は禁止されているので $m_J = 0 \rightarrow m_J = \pm 1$ の σ 光しか発光しない。そのために $\theta = 0^\circ$ と 90° では2:1の強度分布になるのである。このように非等方的励起のために磁気副準位ポピュレーションの間にアンバランスが存在することをアラインメントが存在すると呼ぶ。上準位にアラインメントが存在すると発光の強度分布が非等方的になる。

励起光が偏光していない場合はレーザー光の進行方向に z 軸をとると、その光は右廻り、左廻り円偏光 σ_- , σ_+ のインコヒーレントな重ね合わせであると解釈でき、上準位のアラインメントは上と異なってくる。その結果として式(2)の K の代わりに $-\frac{1}{2}K$ を用いればよいことになる。

また、核スピン(I)による超微細構造を持つ原子に対しては、異なる全角運動量($F_e = J_e + I$)を持つ準位間の干渉効果を考慮に入れて計算しなければならず、発光強度は量子ビートと呼ばれる周期的な変化を示す。最近、水素ライマン α 線のLIFS実験で観測された蛍光強度が観測方向によってファクター3程も異なるという報告がなされた⁵⁾。この非等方性は $1^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$ のみが励起されたとすれば $K = -\frac{1}{2}$ となり、矛盾なく説明される。

式(2)の元になっている仮定は、励起光が充分弱いという条件であり、プラズマに対する現実のLIFSでは大抵それは成立しない。強い光による励起の場合には上準位ポピュレーションの飽和の現象の他に上下準位間の光学コヒーレンスも生じ得て、その一般的な取り扱いが極めて厄介である。ところが、励起光の相関時間(大ざっぱには周波数幅の逆数)の間に吸収または誘導放出が高だか1回しか生じないという“ブロードライン近似”が成立する場合には、光学コヒーレンスは無視できるので取り扱いは簡単になる。その例を $J_g = 2 \rightarrow J_e = 2 \rightarrow J_f = 1$ の遷移について紹介する⁶⁾。図6は励起の遷移のカストラーダイアグラムで励

起光が直線 (π 成分) 偏光の場合を考えれば,

低強度の場合に上準位の磁気副準位のポピュ

レーションは遷移確率, すなわち図中の数字

に比例する。今の例では $m_j = -2, -1, 0,$

$1, 2$ について $4:1:0:1:4$ であり, この

比が式 (2) の最初の $6j$ シンボルに対応し

ている。ところが, 強い光の極限では上下準

位のポピュレーションの飽和が生じて, 上の

比が $1:1:0:1:1$ になってしまう。従っ

て式 (2) にはそれに応じた修正が必要となる。

文献 6 にその場合の計算式が与えられており,

図 7 (a) には今の例について $\theta = 90^\circ$ の場

合の I_π/I_σ の値が低強度, 高強度の極限に

対して与えられている。(b) では n_e/n_g^0 ,

すなわちレーザー励起前の下準位ポピュレー

ションに対する上準位ポピュレーションの比も与えられており, 高強度で 0.4 となっている。統計的重みに比例するという普通の考え方による 0.5 とは異なっている。光強度が両極限の間中であると, 上下準位の密度行列に対するマスター方程式を立てて実験条件に合わせて解かなくてはならない。図 7 にはそうして得た結果もプロットされており, 実験結果と良く一致している。

さて次に, 上準位ポピュレーションに比例した観測光強度を得る, すなわち式 (1) が等式となるようにするにはどうしたら良いか, という観点から式 (2) を眺めてみる。よく知られている 1 つの方法はマジックアングル ($\theta = 55^\circ$) を用いるというものであり, それによれば $f_0^2(e_r) = -1, f_0^2(e_\ell) = 1$ となり $I_t = I_0$ となる。しかしながら, この場合も発光は偏光しているので ($I(e_r) \neq I(e_\ell)$) 例えば分光器のように異なる偏光方向に対して異なる感度を持つ測定器を用いる時には正しい結果を与えない。図 8 はその例であり, パルス励起に引続き蛍光を観測するが, 観測された蛍光強度の減衰は “0 G” の時には上準位ポピュレーションの減衰と異なっている。この困難を避けるために, 観測方向に磁場をかけて作られた原子の双極子をラーマー歳差運動させる。その周期が測定系の分解時間より短くなると測定器は実効的に等方的な感度分布をもつようになり, 上準位ポピュレーションに比例した蛍光強度を得ることができる (磁場 ≥ 30 G)^{7, 8)}。

図 4 の $\theta = “55^\circ”$ もこの方法で測定したものである。式 (1) を等式にするようなそれ以外の配置については文献 4 を参照されたい。

図 6. $J_g = J_e = 2$ の場合のカスターダイアグラム。図中に遷移確率の比を示す。

図7. 直線偏光したレーザー光を用いて, Ar I, 419.1 nm 線 [$1s_5(J_g=2)-3p_8(J_e=2)$] で励起し, その蛍光を 430.0 nm 線 [$1s_4(J_f=1)-3p_8(J_e=2)$] で観測した例。(a) は I_π/I_0 を γ (レーザー光強度に比例した量) に対して両対数プロットしたもの。(b) は上準位ポピュレーションを示す。(横軸は (a) と共通で両対数プロット) $n_e \propto \gamma$ の領域が弱い励起, n_e の飽和する領域が強い励起にそれぞれ対応する。

図8. Ne I, 616.4 nm ($1s_3-2p_2$) 線の蛍光強度の時間変化 ($\theta=55^\circ$)。我々の分光器のグレーティングは偏光により感度が異なっている。そのためゼロ磁場の場合は蛍光強度の減衰がポピュレーションの減衰と一致しない。観測方向に磁場をかけると蛍光強度にラーマー歳差 (量子ビート) が見られる。我々の測定装置の時定数は約 5 ns であり, ビートがそれより速くなると蛍光とポピュレーションが比例するようになる。

3. 2. 衝突励起

さて, 今までは光励起の場合を例にとって上準位の非等方性—今の場合アラインメント—の生成とその結果をみてきたが, 衝突励起の場合にも類似の現象が生じる。例えば電子衝突による $\text{He} (1^1S \rightarrow 3^1P)$ 励起の実験 (図9) で, 電子ビームを量子化軸方向に走らせ, それと直角方向から $3^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$ 光の偏光測定を行う場合を考える。励起のしきい値では入射電子の持っている運動量 (z 方向) がすべて励起された電子に与えられるので z 軸方向の角運動量を持ち得ず, $J_e = 1 \rightarrow J_f = 0$ 遷移では $I_\sigma = 0$ となる筈である^{9, 10)}。従って, 偏光率 $P = (I_\pi - I_\sigma)/(I_\pi + I_\sigma)$ は 1 となる*。入射エネルギーの増大と共に P は減少してある

* 低エネルギーの極限では散乱波は s 波のみになり角運動量を持たないので励起原子に非等方性を生じなく $P = 0$ となり得るという議論もある。

エネルギーでゼロになり、高エネルギーではマイナスになる。このゼロになるエネルギーと、励起断面積がベータ極限に近づくエネルギーが密接に関連している¹¹⁾。図9は文献11より転載したもので、実線の理論値と実験値がプロットされている。実験はしきい値近くでは P が1に近づいていない。

電子衝突では、衝突パラメーターの全てを把握するという完全実験の立場から、例えば散乱電子と光子のコインシデンス測定をする実験が広く行なわれており、微分散乱断面積とそれに対応する上準位のアラインメントの測定は多数報告されている。それらをも含む文献を挙げておく¹²⁻¹⁷⁾。最近、低励起準位への励起により生成されるアラインメントを *LIFS* 法を用いて調べた例もある¹⁸⁾。大きいアラインメントが観測されている。

図9. 電子衝突励起による He I, 501.5 nm (2^1S-3^1P) 線の偏光度。しきい値付近では、ベータ近似による計算では $P \rightarrow 1$ となるが、実測値とは矛盾する。¹¹⁾

重粒子同志の衝突の中でも荷電交換衝突が最近注目されている。その衝突によって作られる高電離イオン励起準位のポピュレーションは非等方的であり、いくつかの場合について計算がなされている。それによれば $1a \cdot u$ 程度の衝突エネルギーでは $|m_j| = 0$ と 1 の磁気副準位に殆どのポピュレーションが存在することになる^{19,20)}。 $H^+ + H \rightarrow H^* + H^+$ では様相は全く異なる²¹⁾。実験的にも文献22により初めて C IV($2s-3p$)遷移について偏光測定が行われ(図10)低エネルギーでは I_π が強いがエネルギーの増大と共に等方的になっている。それ以後、高電離イオンの高励起準位からの発光が観測され($Ne^{9+} + H_2 \rightarrow Ne^{8+} (n^1P)^{23)$, $Ne^{q+} + Na \rightarrow Ne^{(q-1)+} (n)^{24)$), いずれも先程の理論的予想と矛盾しない結果を得ている。

このように、非等方的衝突励起により上準位にはアライメントが生じ、その場合も観測光強度は式(2)に類似した表現で与えられる。

図10. 荷電交換衝突 $C^{4+} + H_2 \rightarrow C^{3+*} + H_2^+$ による
31.2 nm (2s-3p) 遷移の偏光測定結果。²²⁾

3.3 緩和 — disalignment⁴⁾

さて、図4の616.4 nm 蛍光の $\theta = 0^\circ$ は前の説明ではゼロである筈であったが有限な値を持っている。これは式(2)における緩和項 $\exp(-R_{da} t)$ が1ではない、即ち disalignment が生じているためである。もしこの disalignment が上準位の寿命に比べて充分速く起こったとすれば第2項はゼロとなり、そうなれば今まで述べてきた非等方性の効果は忘れてしまって良いことになる。一般には、我々が観測する発光強度は、励起により作られる非等方性と、例えば等方的衝突による disalignment のバランスの結果である。これは今考えているようなパルス励起の場合に限らない。連続励起はこのようなパルス励起が引き続き行われているものと解釈して、その場合にも上の主張はそのまま成立する。さて上の例の disalignment はカストラーダイアグラム(図5)を用いて説明する方がわかり易い。つまり、 π 励起により生成された $m_j = 0$ のポピュレーションが寿命の間に何等かの原因によって $m_j = \pm 1$ の準位へ励起移行する。その結果 $J_e = 1 \rightarrow J_f = 0$ の遷移には本来存在しなかった σ 光が放出され、それが図4の616.4 nm ($\theta = 0^\circ$) の小さな信号になっている。

この緩和現象を扱うために我々は“縦アラインメント(longitudinal alignment)” α を定義する。

$\theta = 90^\circ$ として

$$\alpha = (I_\pi - I_\sigma) / (I_\pi + 2 I_\sigma) \quad (5)$$

この場合 I_π , I_σ はそれぞれ $I(e_r)$, $I(e_\ell)$ であるから式(2)より

$$\alpha = -K \exp(-R_{da} t)$$

となる。上の例 616.4 nm ($\theta = 90^\circ$) において I_π と I_σ を分離して測定した例が図11(a)であり(b)では式(5)がプロットしてある⁴⁾。この傾きが R_{da} を与え、それがガス圧の函数として図12にプロットされている。白丸と黒丸の2グループの実験点は共に原子密度と共に線型に増大し、これは等方的原子衝突による disalignment であると解釈される。その傾きから disalignment速度係数 $(1.72 \pm 0.02) \times 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ が得られる。一方、この2つのグループのデータは、 $1 s_k (2 p^5 3 s) - 2 p_2 (2 p^5 3 p)$, ($k=2 \sim 4$) の遷移に対して光学的厚さがそれぞれ異なった一定値を持つよう設定された実験条件によるものであり、原子密度がゼロの極限の rate の値は閉じ込められた輻射による disalignment によるものであると解釈される。この disalignment は著者らによって初めて観測された²⁵⁾。この現象はハンレ効果の実験における coherence narrowing の現象とウラハラの関係にあり、後者に対する理論²⁶⁾より上の実験値が説明された。

さて、disalignment 過程のうちで原子衝突によるものは数多くの測定例があり²⁷⁾、相互作用がファン・デル・ワールス力²⁸⁾や共鳴力²⁹⁾ による場合については計算例もあって、かなりよく説明されている。一方、

図11. (a): 直線偏光励起による Ne I, 616.4 nm 線の蛍光強度の時間的变化。
(b): (a)の結果より計算した縦アラインメント及び上準位ポピュレーションの時間的变化。いずれも指数関数的に減衰している。それぞれの時定数が disalignment rate 及び depopulation rate を与える。

図12. Ne, $2p_2$ 準位の disalignment rate のガス圧依存性。ガス圧がゼロの極限での値は原子衝突ではなく輻射の再吸収による効果を示している。

プラズマ診断を念頭に置いた場合に重要である電子衝突による disalignment は、先駆的な実験³⁰⁾を除いては今まで考察の対象になったことはなく、従って実験的にはもちろん・理論的にもデータは皆無である。我々は Ne ($2p_2$) 準位について電子衝突による disalignment を検出することを試みた。ガス圧を 2 torr に固定し電流を増すことにより電子密度を変化し図12のような R_{da} の n_e - 依存性を $n_e \leq 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の範囲で測定したが、常に $R_{da} \sim 1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ の一定値を得て意味ある変化はみられなかった。一方、衝突による disalignment は上準位のゼーマン・コヒーレンスが緩和することと密接に関連しており、従ってそれはスペクトル線の拡がり、すなわち今の場合はシュタルク拡がりと密接に関連する筈である。このように考えると Ne ($2p_2$) 準位に対するシュタルク拡がりの計算から予想される disalignment rate は $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ において原子衝突によるその約10分の1 ($\sim 1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$) であり、 n_e をもう2桁増大することにより電子衝突による disalignment を観測できると期待される。現在、パルス放電回路を作成中であり、

近い将来に上の予想が確かめられる筈である。

更に disalignment 衝突は本質的に弾性衝突であり、衝突速度の小さいイオン衝突についてはその断面積が非常に大きくなり得る。しかしながら、電子衝突との比較も含めこの辺の事情は未だ全くわかっていない。

4. 磁場の影響

トカマク装置での磁場 ($B \lesssim 10 \text{ T}$) は 1 a. u. の磁場 $4.7 \times 10^4 \text{ T}$ に比べてケタ違いに小さく、全ての原子過程に大きな影響を及ぼすとは考えられない。しかしながら上述の disalignment 衝突では遷移を生ずる準位間に元来エネルギー差がなかったものが磁気副準位が磁場により分離すると“非弾性”衝突となり、何等かの影響があるかもしれない。先駆的な実験が文献31で行われ、 $\text{Na}(3^2P_{3/2}) + \text{Na}(3^2S_{1/2})$ 共鳴衝突による disalignment は $B=0 \text{ T}$ から 5 T へ増大すると共に約10分の1に減少することが示された。我々の研究室で Ne ($2p_2$) の disalignment を測定した結果が図13であり、 B の増大と共に一旦減少して再び増大している。他の例 (Ne ($2p_7$)) では変化が見られなかった。この説明は未だついていない。また

図13. Ne, $2p_2$ 準位の原子衝突による disalignment 速度係数の磁場依存性。

衝突過程の中でも原子波動函数の混合が微妙に影響するような衝突では磁場の0から5.5 Tへの増大と共に1ヶタもその断面積が増えるものもあり³²⁾, 決まった傾向というものはない。なお, 磁場のからんだ電子衝突については非等方性に関する過程のみならず, その実験・理論の例はない。

5. その他の現象

スペクトル線は磁場中ではゼーマン分離, またはパッシュェン・バック分離し, またプラズマ中ではシュタルク拡がりをするとは良く知られているが, ゼーマン分離した $\pi \cdot \sigma$ 偏光成分がどのようにシュタルク拡がりをするかということは殆んど調べられていない。磁場中プラズマではこの問題は重要になり得る。今までは, わずかに水素に関する計算^{33, 34)}と実験³⁵⁾が偏光を分離しない形で行われているのみである。

6. おわりに

今まで, 非等方的励起の効果とそれに関与する素過程について概観してきた。1章で述べた状況から判断すると, トカマクプラズマからの発光の偏光解析が始まるのは時間の問題であるように思える。それも含め, 発光の非等方性の問題はこれから数年間のプラズマ分光の大きなテーマになることが予想される。我が国でもこの分野の研究が活発に行われることが望まれる。

参 考 文 献

- 1) P. Lee, A. J. Lieber, R. P. Chase and A. K. Pradham : Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 386.
- 2) R. Bartiromo, F. Bombarda and R. Giannella : Phys. Rev. A **32** (1985) 531.
- 3) S. Morita : private communication.
- 4) T. Fujimoto, C. Goto, Y. Uetani and K. Fukuda : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) 875.
- 5) K. Muraoka : private communication.
- 6) A. Hirabayashi, Y. Nambu and T. Fujimoto : IPPJ-761 (1986).
- 7) T. Fujimoto, C. Goto and K. Fukuda : Opt. Comm. **40** (1981) 23.
- 8) T. Fujimoto, C. Goto and K. Fukuda : Physica Scripta **26** (1982) 443.
- 9) I. C. Percival and M. J. Seaton : Phil. Trans. Roy. Soc. A **251** (1958) 113.
- 10) S. A. Kazantsev, N. Ya. Polynovskaya, L. N. Pyatnitskii and S. A. Edelman : Opt. Spectrosc. (USSR) **58** (1985) 28.
- 11) D. W. O. Heddle : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **12** (1979) 489.
- 12) H. Kleinpoppen and J. F. Williams : *Coherence and Correlation in Atomic Collisions* (Plenum Press, New York, 1980).
- 13) 例えば W. C. Fon, K. A. Berrington and A. E. Kingston : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **12** (1979) L171.
- 14) A. G. Petrashen, V. N. Rebane and T. K. Rebane : Opt. Spectrosc. (USSR) **57** (1984) 122.
- 15) N. Andersen, I. V. Hertel and H. Kleinpoppen : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **17** (1984) L901.
- 16) J. Wigger, H. Altevogt, M. Brüssermann, G. Richter and B. Cleff : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **17** (1984) 4721.
- 17) U. Werner, W. Jitschin and H. O. Lutz : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **18** (1985) 3111.
- 18) C. J. Webb, W. R. MacGillivray and M. C. Standage : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **18** (1985) L259.
- 19) A. Salin : J. Phys. (Paris) **45** (1984) 671.
- 20) M. R. C. McDowell and R. K. Janev : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **18** (1985) L295.
- 21) J. Burgdörfer and L. J. Dubé : Phys. Rev. A **31** (1985) 634.

- 22) R. Baptist, J. J. Bonnet, G. Chauvet, J. P. Desclaux, S. Dousson and D. Hitz : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **17** (1984) L417.
- 23) D. Vernhet, A. Chetoui, K. Wohrer, J. P. Rozet, P. Piquemal, D. Hitz, S. Dousson, A. Salin and C. Stephan : Phys. Rev. A **32** (1985) 1256.
- 24) L. J. Lembo, K. Danzmann, Ch. Stoller, W. E. Meyerhof and T. W. Hänsch : Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1874.
- 25) T. Fujimoto, C. Goto, Y. Uetani and K. Fukuda : Physica Scripta **28** (1983) 617.
- 26) E. B. Saloman and W. Happer : Phys. Rev. **144** (1966) 7.
- 27) W. E. Baylis : *Progress in Atomic Spectroscopy Part B* (Plenum Press, New York, 1979) p.1227.
- 28) C. G. Carrington, A. Corney and A. V. Durrant : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **5** (1972) 1001.
- 29) C. G. Carrington, D. N. Stacey and J. Cooper : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **6** (1973) 417.
- 30) L. Ya. Margolin, N. Ya. Polynovskaya, L. N. Pyatnitskii, R. Sh. Timergaliev and S. A. Edel'man: High Temperature **22** (1984) 149.
- 31) J. C. Gay and W. B. Schneider : Phys. Rev. A **20** (1979) 879, 894, 905.
- 32) A. Hirabayashi, S. Okuda and T. Fujimoto : J. Phys. B : At. Mol. Phys. **19** (1986) (in press).
- 33) Nguyen-Hoe, H. W. Drawin and L. Herman : J. Quant. Spectr. Rad. Transfer **7** (1967) 429.
- 34) G. Mathys : Astron & Astrophys. Suppl. Ser. **59** (1985) 229.
- 35) H. W. Drawin, H. Henning, L. Herman and Nguyen-Hoe : J. Quant. Spectr. Rad. Transfer **9** (1969) 317.