

ANALISA SPEKTROSKOPI EMISI UNTUK PENENTUAN TEMPERATUR ELEKTRONIK PADA PLASMA NON-TERMAL NITROGEN

Muhammad Nur^{1*)}, Nelly Bonifaci²⁾ dan Andre Denat²⁾

¹⁾Jurusan Fisika, Fakultas MIPA, Universitas Diponegoro
Jl. Prof. Soedarto, SH, Tembalang, Semarang 50275

²⁾CNRS Polygone Scientifique dan Formation Doctorat de la Physique
du Université Joseph Fourier, Grenoble, France

^{*}Penulis korespondensi: m.nur@undip.ac.id

Abstrak

Suatu metoda baru telah dikembangkan untuk penentuan temperatur elektronik dari plasma non-termal nitrogen dengan menggunakan spektroskopi emisi. Metoda ini telah dipakai untuk plasma non-termal nitrogen yang diproduksi dalam lucutan pijar korona densitas tinggi. Dengan mengasumsikan bahwa fungsi distribusi energi dari elektron adalah distribusi maxwellian dan penggunaan data tampang lintang efektif dari sistem positif kedua, $2s^+$, ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) dari N_2 dan sistem negatif pertama, $1s^-$ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) dari N_2^+ , hubungan antara energi rerata elektron dengan perbandingan intensitas $1s^-_{(0-0)}$ dan intensitas $2s^+_{(2-5)}$ dapat diselesaikan secara teoretik. Spektrum emisi dari molekul nitrogen tereksitasi, ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) dari N_2 dan molekul terionisasi, $1s^-$ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) dari N_2^+ , secara eksperimen diperoleh dari spektroskopi emisi. Melalui identifikasi dan analisa spektrum-spektrum tersebut, perbandingan intensitas $1s^-_{(0-0)}$ dan intensitas $2s^+_{(2-5)}$ diperoleh secara eksperimen. Metoda ini telah diterapkan untuk menentukan energi rerata elektron atau temperatur elektronik dari plasma non termal nitrogen dalam lucutan pijar korona dengan densitas dari $2,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sampai $9,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Kata kunci: nitrogen, plasma non-termal, spektroskopi, temperatur elektronik

Abstract

A new method for determination of electronic temperature of nitrogen non-thermal plasma using emission spectroscopy has been developed. This method has been used for nitrogen non-thermal plasma that was produced in high densities glow discharge corona. By assuming energy distribution function of the electron as maxwellian distribution and using the effective cross sections data of the second positive system, $2s^+$, ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) of N_2 and the first negative system, $1s^-$ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) of N_2^+ , the relationship between mean energy of the electron with ratio of $1s^-_{(0-0)}$ intensity and $2s^+_{(2-5)}$ intensity can be determined theoretically. The emission spectra of the nitrogen molecule excited, ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) of N_2 and molecule ionized, $1s^-$ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) of N_2^+ , experimentally was obtained from emission spectroscopy. By identification and analysis these spectra, the ratio of $1s^-_{(0-0)}$ intensity and $2s^+_{(2-5)}$ intensity was obtained experimentally. This method has been applied for determination of mean energy of the electron or electronic temperature of non-thermal plasma nitrogen in glow discharge corona with densities of $2.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ to $9.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Keywords: nitrogen, non-thermal plasma, spectroscopy, electronic temperature

PENDAHULUAN

Parameter-parameter yang mempengaruhi dan merupakan karakteristik khusus dari suatu plasma adalah temperatur, konsentrasi ion/elektron, spesies-spesies dalam plasma, tingkat kesetabilan dan parameter-parameter ini merupakan objek kajian yang intensif dalam diagnostik Plasma (Lochte-Holtgreven,

1968). Temperatur (eksitasi, T_{ex} ; elektronik, T_e ; vibrasional, T_v ; dan rotasional, T_r) adalah merupakan parameter penting dari plasma molecular (Nur, 1997a). Pengukuran temperatur suatu plasma saat ini dapat dilakukan dengan probe elektrostatik dan dengan metoda spektroskopi. Dalam plasma molekular, metoda spektroskopi untuk penentuan

temperatur vibrasional dan rotasional dapat menggunakan prinsip-prinsip dasar pada spektroskopi molekular (Herzberg, 1950). Teknik penentuan temperatur tersebut dengan bantuan komputasi telah dikembangkan dengan superposisi spektrum eksperimen dengan spektrum simulasi antara lain untuk plasma nitrogen densitas rendah (Plain *et al.*, 1985; Chelouah *et al.*, 1994) untuk plasma nitrogen densitas tinggi (Nur *et al.*, 1997b). Kajian-kajian tentang temperatur elektronik untuk plasma dari gas molekular masih belum banyak dilaporkan. Namun untuk plasma dari gas atomik seperti plasma argon telah banyak dipublikasikan antara lain oleh (Bastiaans *et al.*, 1985, Sola *et al.*, 1995).

Analisa spektrum emisi untuk penentuan temperatur elektronik pada plasma molekular diawali oleh kelompok Orsay (Ricard *et al.*, 1987). Kelompok Orsay ini mengembangkan metoda penentuan temperatur elektronik dalam plasma nitrogen non-termik densitas sangat rendah. Perkiraan temperature dari analisa spektrum emisi plasma nitrogen yang dibangkitkan dengan radio frekuensi mulai dari tekanan sangat rendah (0,1 mbar) sampai tekanan udara luar (1 bar) telah dilakukan oleh (Dinescu *et al.*, 2005). Dengan menggunakan spektrum emisi temperature elektronik dan densitas elektronik dalam plasma LiF telah dilakukan pengukuran (Gordillo-Vázquez *et al.*, 2005). Plasma LiF yang diteliti oleh Gordillo-Vázquez *et al.* dibangkitkan dengan laser pulsa. Metoda yang dikembangkan oleh Sola *et al.* (1995) dan Bastiaans *et al.* (1985) hanya dapat digunakan untuk plasma yang berasal dari gas atomik dan tekanan masih terbilang rendah maksimum sekitar 1 bar. Pengukuran temperatur elektronik pada plasma nitrogen telah dimulai oleh Ricard (1985), namun pada plasma nitrogen tekanan rendah. Sementara ini belum ditemukan penelitian tentang pengukuran temperatur elektronik pada plasma nitrogen bertekanan tinggi.

Artikel ini bertujuan untuk mengembangkan suatu metoda spektroskopi untuk penentuan temperatur elektronik dalam plasma nitrogen non-termik. Metode ini dapat diterapkan untuk plasma nitrogen dengan densitas sangat tinggi (tekanan gas mencapai 40 bar). Metoda yang dikembangkan adalah dengan menggunakan perbandingan intensitas radiasi untuk transisi pada sistem negatif pertama, $1s^-(0-0)$ $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ dan sistem positif kedua, $2s^+(2-5)$, $N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$ pada tekanan antara 10 bar sampai 40 bar.

BAHAN DAN METODA

Temperatur Plasma Molekular

Energi kinetik rata-rata elektron-elektron, ion-ion, dan molekul-molekul tereksitasi dalam plasma adalah berbeda. Sehingga temperatur plasma harus digambarkan sesuai dengan temperatur masing-masing partikel: temperatur elektronik, T_e , temperatur ionik, T_i , dan temperatur rotasional, T_r , temperatur vibrasional, T_v (Herzberg, 1950). Sebagai tambahan,

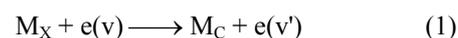
jika molekul-molekul gas itu mempunyai susunan internalnya sendiri, energi ϵ dari sistem terdiri atas ϵ_{rot} , ϵ_{vib} , dan ϵ_{elekt} adalah energi pada tingkatan rotasi, vibrasi, dan elektronik. Untuk molekul diatomik atau poliatomik, energi total merupakan gabungan dari energi rotasional, energi vibrasional dan energi elektronik. Energi-energi ini dapat dinyatakan dengan temperatur rotasional, T_{rot} , temperatur vibrasional, T_{vib} , dan temperatur elektronik, T_{elekt} .

Sehingga, temperatur plasma dapat ditulis dengan menggunakan beberapa temperatur yang masing-masingnya berbeda satu sama lain. Ini menunjukkan bahwa kesetimbangan termal tidak dapat diterapkan di antara partikel-partikel tak sejenis dalam plasma atau untuk tingkat energi dari partikel yang berbeda. Kesetimbangan termal dapat terjadi sesama partikel sejenis yakni antara elektron dengan elektron atau ion dengan ion. Ini disebabkan oleh jumlah tumbukan di antara elektron-elektron atau di antara ion-ion yang lebih besar daripada jumlah tumbukan antara sebuah elektron dan sebuah ion.

Temperatur Elektronik

Energi yang dibutuhkan untuk eksitasi atau ionisasi sebuah molekul M dapat diberikan pada saat bertumbukan dengan partikel-partikel lainnya dan terutama dengan elektron-elektron dari bahan (medium). Energi kinetik yang hilang ketika tumbukan dengan elektron e telah diubah menjadi energi dalam untuk molekul M.

Dengan demikian aras M_X dari energi E_X bisa tereksitasi ke aras M_C jika diberi energi $E_C - E_X = E_{CX}$ pada saat tumbukan tidak elastis. Jika v dan v' adalah kecepatan elektron bermassa m sebelum dan sesudah tumbukan:



Hasil akhir energi tumbukan diberikan oleh:

$$1/2 mv^2 = 1/2 mv'^2 + E_{XC} \quad (2)$$

Tumbukan ini terjadi dengan kebolehjadian tertentu $P_{XC}(v)$, dalam satuan waktu, juga tergantung dari kecepatan elektron v , tampang lintang efektif tumbukan molekul tereksitasi $\sigma_{XC}(v)$ dan populasi P_C , dalam satuan volume, dari molekul M_C pada aras C:

$$P_{XC}(v) = v \sigma_{XC}(v) P_X \quad (3)$$

Tampang lintang efektif tereksitasi $\sigma_{XC}(v)$ yang dinyatakan dalam cm^2 adalah kebolehjadian integral di atas daerah benturan agar molekul pada aras X tereksitasi ke aras C.

Jika dimiliki suatu densitas elektron n_e yang terdistribusi kecepataannya dapat digantikan oleh sebuah fungsi $f(v)$, kemudian sejumlah transisi N_{XC} dalam pengaruh kecepatan elektron-elektron tercakup antara v dan $v + dv$ yang sama dengan:

$$N_{XC}(v) = P_X N_e f(v) P_{XC}(v) dv \quad (4)$$

Jumlah total transisi antara aras X dan C di bawah pengaruh semua elektron medium akan memberi populasi P_C dari molekul M_C pada aras C

dan tertulis dengan memakai hubungan persamaan (3) dan (4) adalah:

$$P_C = P_X N_e \int_0^{\infty} f(v) v \sigma_{XC}(v) dv \quad (5)$$

Pada umumnya, dalam penerapannya tampang lintang efektif $\sigma_{XC}(v)$ dikenal sebagai fungsi energi ϵ dari gerakan elektron ($\epsilon = \frac{1}{2} m v^2$) sehingga bisa ditulis:

$$P_C = P_X N_e \int_0^{\infty} F(\epsilon) \epsilon^{1/2} \sigma_{XC}(\epsilon) d\epsilon \quad (6)$$

Pengukuran mutlak populasi P_C dari aras tereksitasi C adalah sulit dilaksanakan. Sebaliknya, pengukuran relatif populasi dari dua tingkat aras eksitasi yang berbeda (C dan C') memungkinkan penghilangan sebagian faktor-faktor yang tidak dikenal seperti faktor geometrik (K) dari sistem pengukuran ($N_C(\text{terukur}) = K.P_C$), populasi P_X oleh proses tumbukan dan densitas elektron n_e . Dengan demikian, tidak adanya gangguan pada populasi dari aras C dan C' (misalnya efek pelemahan) dapat ditentukan dari perbandingan $P_C/P_{C'}$, nilai energi rata-rata dari elektron dengan mengetahui di suatu sisi nilai-nilai dari tampang lintang efektif σ_{XC} dan $\sigma_{XC'}$, dan fungsi distribusi energi elektron $F(\epsilon)$. Perbandingannya dapat ditulis:

$$\frac{N_{C'}(\text{terukur})}{N_C(\text{terukur})} = \frac{P_{C'}}{P_C} = \frac{\int_0^{\infty} F(\epsilon) \epsilon^{1/2} \sigma_{XC'}(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\infty} F(\epsilon) \epsilon^{1/2} \sigma_{XC}(\epsilon) d\epsilon} \quad (7)$$

Jika fungsi distribusi $F(\epsilon)$ diketahui, metode ini dimungkinkan untuk digunakan berdasarkan pengukuran relatif populasi efektif pada aras eksitasi yang berbeda (C, C', C'', ...), demikian juga dengan tampang lintang efektif σ_{XC} , $\sigma_{XC'}$, $\sigma_{XC''}$, ...

Penerapan pada Plasma Nitrogen

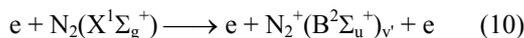
Penentuan intensitas relatif $N_2(C^3\Pi_u)$ dan $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, dapat digunakan untuk mengetahui nilai energi elektron (atau "temperatur elektronik"). Jika dianggap terjadi eksitasi langsung sistem positif kedua menurut reaksi:



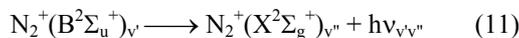
dan deteksitasi dari aras $C^3\Pi_u$ ke aras $B^3\Pi_g$ diberikan oleh:



Kemudian, juga terjadi eksitasi langsung sistem negatif pertama $1s^-$ menurut reaksi:



dan deeksitasi radiatif dari aras $B^2\Sigma_u^+$ menuju aras dasar molekul nitrogen diionkan $N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$ sehingga:



Pada kasus eksitasi elektron langsung, densitas aras radiatif N_{CB} dan N_{BX} diberikan oleh:

$$N_{CB} = \frac{N_0 N_e \langle \sigma_{CB} W_e \rangle}{\sum v'' A_{CB}(v', v'') + N_0 \phi_{CB}(v')} \quad (12)$$

dan

$$N_{BX}^+ = \frac{N_0 N_e \langle \sigma_{BX}^+ W_e \rangle}{\sum v'' A_{BX}(v', v'') + N_0 \phi_{BX}^+(v')} \quad (13)$$

dengan N_0 adalah densitas atom netral pada aras dasar, N_e adalah densitas elektronik, σ_{CB} dan σ_{BX}^+ masing-masing merupakan tampang lintang efektif aras radiatif $C^3\Pi_u$ dan aras radiatif $B^2\Sigma_u^+$, W_e adalah kecepatan elektron, $A_{CB}(v', v'')$ dan $A_{BX}(v', v'')$ masing-masing merupakan frekuensi radiatif dari aras $C^3\Pi_u$ ke aras $B^2\Sigma_u^+$, dan $k = \langle \sigma W_e \rangle$ adalah koefisien eksitasi untuk tumbukan elektronik. $\phi_{CB}(v')$ dan $\phi_{BX}^+(v')$ masing-masing merupakan koefisien penghilang (*quenching*) dari aras $C^3\Pi_u$ ke aras $B^2\Sigma_u^+$.

Intensitas foton $I_{(v', v'')}$ dengan energi $v_{(v', v'')}$ dipancarkan oleh tingkat tenaga tereksitasi v' dengan densitas $N_{(v')}$ dirumuskan dengan:

$$I_{(v', v'')} = K_{(v', v'')} N_{(v')} v_{(v', v'')} A_{(v', v'')} \quad (14)$$

dengan $K_{(v', v'')}$ adalah suatu konstanta yang tergantung dengan kondisi eksperimen dan $A_{(v', v'')}$ adalah probabilitas emisi Einstein. Tanda (') menunjukkan tingkat tenaga lebih tinggi dan (") menunjukkan tingkat tenaga lebih rendah.

Persamaan (14) digunakan untuk membandingkan intensitas dua transisi, sehingga persamaannya menjadi:

$$\frac{I_{BX}^+}{I_{CB}} = \frac{K_1 N_{BX}^+ E_{BX}^+ A_{v'v''}}{K_1 N_{CB} E_{CB} A_{v'v''}} \quad (15)$$

dengan nilai K_1 dan nilai $A_{(v', v'')}$ hampir sama untuk kedua transisi dan nilai E_{BX}^+ dan E_{CB} tidak jauh berbeda, setelah dieliminasi persamaan (15) dituliskan:

$$\frac{I_{BX}^+}{I_{CB}} \approx \frac{N_{BX}^+}{N_{CB}} \quad (16)$$

Metoda yang digunakan adalah membandingkan dua intensitas relatif dari dua pita yang saling berdekatan dan paling mungkin. Dengan demikian pasangan pada $\lambda = 319,4$ nm (transisi $B^2\Sigma_u^+$, $v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+$, $v'' = 0$ pada N_2^+) dan $\lambda = 394,3$ nm (transisi $C^3\Pi_u$, $v' = 2 \rightarrow B^3\Pi_g$, $v'' = 5$ pada N_2) mempunyai kebolehjadian yang paling mungkin. Hal ini ditunjukkan lewat intensitas $I_{BX(0-0)}^+$ pada pita dengan $\lambda = 319,4$ nm dan intensitas $I_{CB(2-5)}$ pada $\lambda = 394,3$ nm.

Nilai mutlak dari tampang lintang efektif tereksitasi yang telah diketahui untuk produksi pita (0-0) sistem negatif pertama ($1s^-$) dan pita (2-5) sistem positif kedua ($2s^+$) dari aras dasar (Gallimberti *et al.*, 1974). Data tampang lintang ini digunakan untuk menghitung perbandingan intensitas $I_{BX(0-0)}^+$ dan $I_{CB(2-5)}$.

5). Perbandingan ini merupakan suatu fungsi energi rata-rata elektron, seperti pada persamaan:

$$\frac{I_{\text{BX}(0-0)}^+}{I_{\text{CB}(2-5)}} = \frac{\Phi_{\text{BX}(0-0)}^+}{\Phi_{\text{CB}(2-5)}} \left[\frac{\int_0^\infty \sigma_{\text{BX}(0-0)}^+(\epsilon) F(\epsilon) \epsilon^{1/2} d\epsilon}{\int_0^\infty \sigma_{\text{CB}(2-5)}(\epsilon) F(\epsilon) \epsilon^{1/2} d\epsilon} \right] \quad (17)$$

Energi elektron diasumsikan mengikuti distribusi maxwellian, yang fungsi pendistribusi energi $F(\epsilon)$ diberikan melalui:

$$F(\epsilon)_M = 2,05 \frac{\epsilon^{1/2}}{\langle \epsilon \rangle^{3/2}} \exp \left[1,5 \frac{\epsilon}{\langle \epsilon \rangle} \right] \quad (18)$$

dengan ϵ dan $\langle \epsilon \rangle$ masing-masing adalah energi dan energi rata-rata elektron.

Penyelesaian secara numerik pada persamaan (18) memungkinkan untuk memperoleh energi rata-rata elektron sebagai fungsi perbandingan intensitas antara dua transisi yang berdekatan:

$$\langle \epsilon \rangle = 3,2 + 1,21R - 3,6 \times 10^{-1} R^2 + 6,7 \times 10^{-4} R^3 - 4,1 \times 10^{-6} R^4 \quad (19)$$

dengan R adalah perbandingan intensitas transisi sistem negatif pertama $I_{\text{BX}(0-0)}^+$ dengan transisi sistem positif kedua $I_{\text{CB}(2-5)}$.

Dengan mengambil $\frac{\phi_{\text{CB}(2-5)}}{\phi_{\text{BX}(0-0)}^+} \approx 32$, yang

diperoleh dari perhitungan yang berdasarkan kinetika reaksi populasi aras-aras elektronik dan menganggap aras elektronik $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u)$ dan $\text{N}_2^+(\text{B}^2\Sigma_u^+)$ terpopulasi

langsung berasal dari elektron aras dasar $\text{N}_2(\text{X}^1\Sigma_g^+)$, maka energi elektron rata-rata dapat ditentukan. Sedangkan temperatur elektronik dapat diperoleh melalui persamaan:

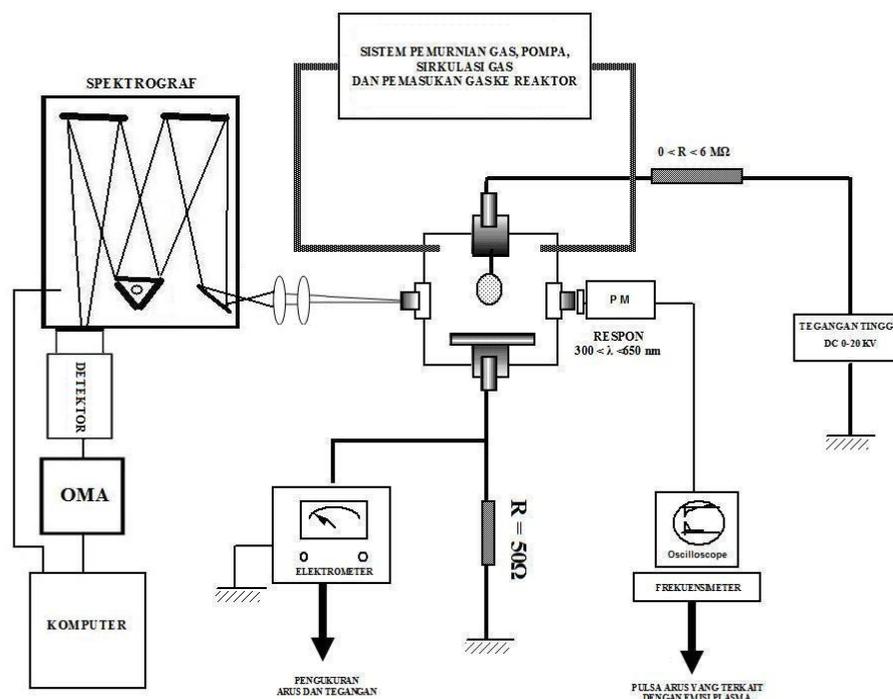
$$\langle \epsilon \rangle = 3/2 k T_e \quad (20)$$

Bahan dan Prosedur Eksperimen

Sistem eksperimen untuk penelitian ini ditunjukkan oleh Gambar 1.

Peralatan spektroskopi terdiri dari lensa-lensa Spectrosil B yang berfungsi memfokuskan emisi cahaya dari plasma masuk ke Slit (25 mm) dari sebuah spektrograf dengan resolusi sedang (*medium resolution*) HRS Jobin-Yvon. Reaktor lucutan pijar korona dibuat sedemikian rupa sehingga dapat digerakkan kearah vertikal dan horizontal sedemikian rupa sehingga posisi Slit dapat ditempatkan pada lokasi tertentu dari emisi yang ingin diteliti. Spektrograf dengan panjang fokus (*focal length*) sebesar 600 mm dilengkapi dengan grating sejumlah 1200 grooves per mm, dan tergandengan dengan detektor fotodioda atau CC (model LN/CCD-512 SF&SB, Princeton Instruments, Inc).

Detektor ini terhubung dengan sebuah EG&G Optical Multichannel Analyzer (OMA) yang mempunyai spectral range antara 200-850 nm (model 1460 EG&G Princeton Applied Research). Untuk mengurangi sinar parasit detektor didinginkan pada temperatur -40°C . Secara simultan dilakukan juga pengukuran arus lucutan gas dalam reaktor dengan sebuah elektrometer Keithly y (model 610C), dan tegangan dengan langsung dapat terbaca dari generator DC Spellman RHSR/20PN60.

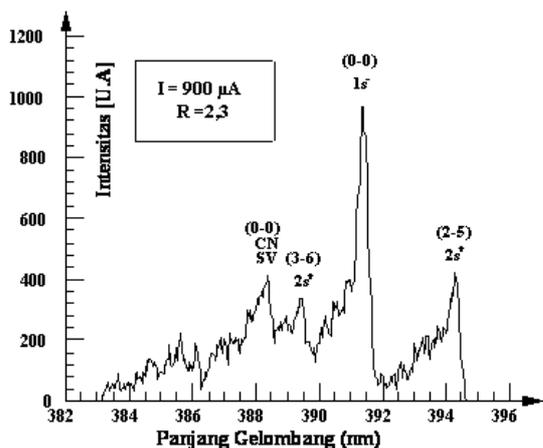


Gambar 1. Sistem eksperimen untuk penelitian (Nur, 1997a)

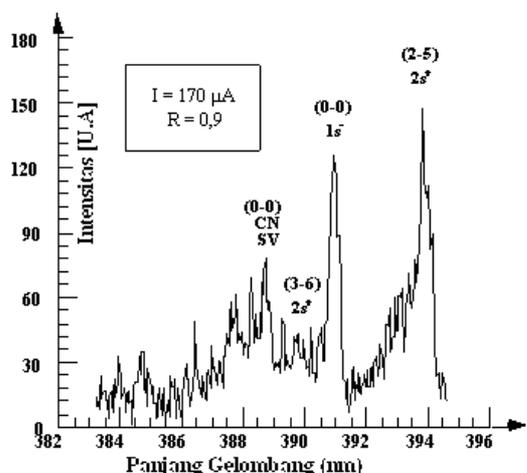
Di samping hal tersebut diatas, emisi cahaya juga dideteksi melalui bantuan photomultiplicator (model 56AVP DARIO) yang mempunyai tanggap spektrum antara 300 dan 650 nm. Pulsa arus dideteksi dengan sebuah oscilloscope Tektronix (model 7633).

HASIL DAN PEMBAHASAN
Energi Elektronik Rata-rata

Gambar 2 menunjukkan spektrum transisi dari pita (0-0) $1s^-$ dan pita (2-5) $2s^+$, untuk densitas $N = 2,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $I_{\text{disch}} = 900 \mu\text{A}$ dan waktu akuisisi $t_a = 1 \text{ sec}$. Untuk arus lucutan tersebut terlihat bahwa intensitas transisi $B2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X2\Sigma_g^+, v'' = 0$ pada N_2^+ dengan $\lambda = 319,4 \text{ nm}$ 2,3 kali lebih besar dibandingkan intensitas transisi $C3\Pi_u, v' = 2 \rightarrow B2\Pi_g, v'' = 5$ pada $N_2 \lambda = 394,3 \text{ nm}$. Ini menunjukkan bahwa pada keadaan arus lucutan tersebut electron yang diproduksi dalam plasma lebih energetik dengan tingginya populasi aras ionisasi. Derajat ionisasi dari plasma juga semakin tinggi.



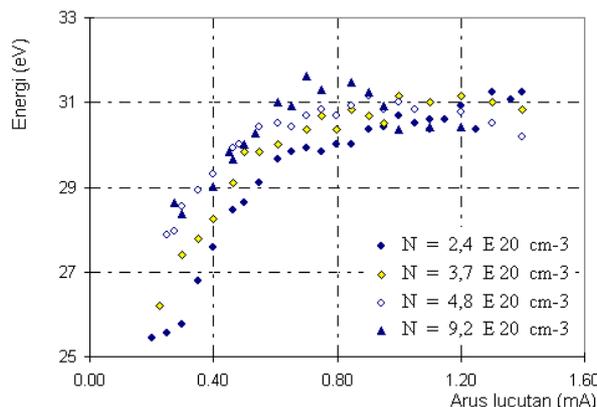
Gambar 2. Sektrum dari pita (0-0) dari $1s^-$ dan (2-5) dari $2s^+$, untuk densitas $N = 2,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $I_{\text{disch}} = 900 \mu\text{A}$ dan waktu akuisisi $t_a = 1 \text{ sec}$



Gambar 3. Sektrum dari pita (0-0) dari $1s^-$ dan (2-5) dari $2s^+$, untuk densitas $N = 2,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $I_{\text{disch}} = 170 \mu\text{A}$ dan waktu akuisisi $t_a = 1 \text{ sec}$.

Sebaliknya pada Gambar 3, $R = 0,9$ menunjukkan bahwa populasi aras ionisasi masih rendah dengan aras eksitasi yang berada didekatnya. Hal ini menunjukkan untuk arus lucutan yang lebih rendah bahwa elektron kurang energetik dibandingkan arus lucutan yang lebih tinggi.

Hasil perhitungan yang telah dilakukan menghasilkan nilai energi elektronik rata-rata dan ditampilkan dalam grafik pada Gambar 4.



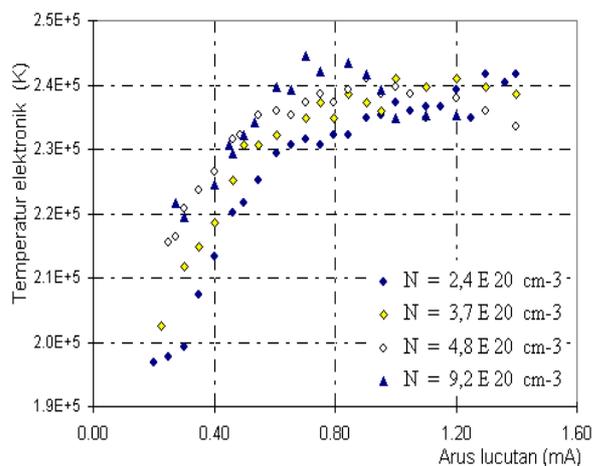
Gambar 4. Grafik energi rerata elektron sebagai fungsi arus lucutan untuk beberapa densitas gas

Grafik tersebut di atas menggambarkan adanya perbedaan kecenderungan pada masing-masing densitas. Dari grafik terlihat bahwa energi elektron rata-rata berawal dari nilai 28 eV (arus lucutan sekitar 0,3 mA) dan mengalami kenaikan agak tajam serta mencapai nilai tertinggi (sekitar 30 eV) pada arus lucutan 0,8 mA. Kemudian terjadi saturasi energi yang dimulai setelah arus lucutan 0,8 mA (energi berkisar 30 eV). Hasil penentuan energi elektronik rerata dengan metoda ini mendekati dengan penentuan dengan metoda lain yang telah lama dikenal dengan metoda waktu tempuh elektron (Dutton, 1975).

Temperatur Elektronik

Dengan menggunakan hubungan antara energi rata-rata elektron dengan temperatur elektronik melalui persamaan, $\langle \epsilon \rangle = 3/2 k T_e$, temperatur elektronik plasma nitrogen dapat ditentukan. Grafik pada Gambar 5 menunjukkan bahwa temperatur elektronik berawal dari nilai sekitar $2,0 \cdot 10^5 \text{ K}$ (arus lucutan 0,3 mA) dan bergerak naik sampai mencapai nilai tertinggi (sekitar $2,35 \cdot 10^5 \text{ K}$) pada arus lucutan 0,8 mA. Pada arus lucutan sesudahnya (temperatur berkisar $2,35 \cdot 10^5 \text{ K}$) dan berikutnya mengalami saturasi.

Metoda yang telah dikembangkan oleh Sola *et al.* (1995) dan juga oleh Bastiaans (1985), tentang pengukuran temperatur elektronik dalam plasma dengan menggunakan perbandingan antara spektrum garis dengan spektrum kontinyu. Metoda ini tidak dapat digunakan dalam plasma molekular, karena spektrum kontinyu pada spektrum emisi plasma molekular tidak dapat terdeteksi dengan baik.



Gambar 5. Grafik temperatur elektronik sebagai fungsi arus lucutan untuk beberapa densitas gas

Metoda yang dikembangkan dalam artikel ini menggunakan spektrum emisi dari pita vibrasional molekul. Spektrum vibrasional dari molekul dalam plasma molekular selalu dapat terdeteksi dengan baik. Metoda yang hampir sama telah dikembangkan oleh Ricard *et al.* (1985), namun belum dapat diterapkan pada plasma tekanan tinggi. Hasil penelitian yang dilaporkan dalam makalah ini telah dapat memperkirakan temperatur elektronik dalam plasma nitrogen tekanan tinggi.

KESIMPULAN

Dengan membandingkan dua transisi yang berdekatan, yaitu transisi pada sistem negatif pertama, $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ dan sistem positif kedua, $N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$ dan penggunaan distribusi elektron secara Maxwell serta mengintegrasikan secara numerik persamaan didapatkan energi elektron sebagai fungsi perbandingan intensitas. Dengan mengambil data eksperimen untuk dua transisi ionik dan eksitasi misalkan pada $N = 3,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dan $I = 0,8 \text{ mA}$ diperoleh besarnya energi elektron rata-rata $\langle \epsilon \rangle = 30,5 \text{ eV}$ dan temperatur elektronik $T_e = 2,2 \cdot 10^5 \text{ K}$.

UCAPAN TERIMA KASIH

Ucapan terimakasih ditujukan pada Dr. Vladimir Atrazhev dari High Temperature Institute Russian Academic of Sciences, Moscow, atas diskusi-diskusi dan bantuan eksperimen selama pengambilan data penelitian ini.

DAFTAR PUSTAKA

Bastiaans, G.J. and Mangold, R.A., (1985), The calculation of electron density and Temperature in Ar spectroscopic plasmas from continuum and line spectra, *Spectrochimica Acta*, 40B, (7), pp. 885-892.

Chelouah, A., Marode, E., Hartmann, G., and Achat, S., (1994), *J.Phys.D:Appl.Phys.*, 27, pp. 940-945.

Dutton, J., (1975), A survey of electron swarm data, *J. Phys. Chem Ref. Data*, 4, pp.577-857.

Dinescu, G., Vizireanu, S., Petcu, C., Mitu B., Bazavana, M., and Iova, I., (2005), Spectral Characteristics of a Radiofrequency Nitrogen Plasma Jet Continuously Passing From Low to Atmospheric Pressure, *J. of Optoelectronics and Advanced Materials*, 7(5), pp. 2477 – 2480.

Gordillo-Vázquez, F. J., Perea, A., McKiernan, A. P., and Afonso, C. N., (2005), Electronic temperature and density of the plasma produced by nanosecond ultraviolet laser ablation of LiF, *Applied Physics Letters*, 86 .

Herzberg, G. (1950), *Spectra of diatomic molecules*, London: D Van Nostrand.

Lochte-Holtgreven, W. (1968), *Evaluation of plasma parameters, in Plasma Diagnostics*, edited by W. Lochte-Holtgreven North-Holland Publishing Company Amsterdam.

Nur, M., (1997a), *PhD Thesis*, Joseph Fourier University, Grenoble, France.

Nur, M., Denat, A., and Bonifaci, N., (1997b), Temperature measurement by a spectroscopic method in high-density nitrogen positive corona discharges, *Vol. IV Proc. ICPIG XXIII*, Toulouse, France, pp 12-13.

Pearse, R.W.B. and Gaydon, A.G., (1984), *The identification of molecular spectra*, 4th Edition, Ed. Chapman and Hall, London, New York.

Plain A., Gorse, C., Cacciatore, M., Capitelli, M., Massabieaux, B., and Ricard, A., (1985), On the coupling between $N_2(B^3\Pi_{g,v'})$ and $N^2(X^1\Sigma_{g,v})$ vibrational distributions in a glow discharge column in flowing N_2 , *J. Phys.B: At. Mol. Phys.*, 18, pp. 843-849.

Ricard, A., (1989), *Spectroscopie d'une décharge luminescente*, Rapport L.P. N° 231 de l'Université de Paris -Sud, Centre D'Orsay.

Sola, A., Calzada, M. D., and Gamero, A., (1995), On the use of the line-to-continuum intensity ratio for determining the electron temperature in high-pressure argon surface-microwave discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28, pp.1099-1110.