PROCEEDING PROGRAM
PENELITIAN DIRGANTARA
LAPAN

No. D-III/16-93, Maret 1993, hal. 066 – 069

Efek medan magnet dalam penentuan kelimpahan unsur hidrogen di matahari :

Suatu metoda koreksi baru

Mezak A. Ratag dan Suaydhi

Kelompok Astronomi & Astrofisika, Bidang Matahari & Lingkungan Antariksa,
Puslitbang Pengetahuan Ionosfer LAPAN, Bandung

Abstrak. Dalam makalah ini dibahas tentang efek medan magnet dalam penghitungan kelimpahan unsur. Secara khusus kami memusatkan perhatian pada penurunan penampang lintang fotoionisasi hidrogen dalam ruang yang bermedan magnet. Hasil menarik yang diperoleh adalah adanya kebergantungan yang kuat penampang lintang tersebut pada medan magnet dan pada energi foton pengionisasi.

Kata-kata kunci: kelimpahan unsur – hidrogen – medan magnet – matahari

1. Pendahuluan

Kelimpahan unsur-unsur di matahari merupakan informasi yang sangat penting dalam hubungannya dengan upaya mempelajari evolusi Galaksi kita serta evolusi matahari dan bumi sendiri. Pengetahuan tentang usia matahari, yakni sekitar 4,5 milyar tahun, bersama-sama dengan informasi kelimpahan unsur-unsurnya membentuk suatu bagian terpenting dalam sistem data basis *syarat-syarat batas* bagi model-model struktur dan evolusi bintang secara umum serta struktur dan evolusi Galaksi. Meskipun demikian, sampai saat ini kita masih menghadapi masalah yang sangat rumit berkaitan dengan kelimpahan unsur-unsur di matahari. Dua masalah utama yang sering menjadi pokok pembahasan adalah :

- kelimpahan suatu unsur yang diperoleh dari berbagai posisi di matahari dan/atau dari berbagai gejala di permukaan matahari menunjukkan adanya perbedaan yang sangat berarti; dan
- kelimpahan beberapa unsur, seperti besi (Fe) dan oksigen (O), yang sering digunakan sebagai standar dalam model-model astrofisika menunjukkan adanya anomali terhadap kelimpahan serupa dalam materi antar bintang dan obyek-obyek langit di sekitar matahari (Ratag et al., 1992; Aller, 1987; Peimbert, 1987)

Sejumlah besar peneliti menyimpulkan bahwa hasil-hasil penentuan kelimpahan unsur matahari yang diperoleh dari berbagai gejala aktivitasnya dan dari berbagai posisi memperlihatkan adanya variasi yang sangat besar (e.g. Hange & Engvold, 1970; Engvold & Hange, 1974; Hange & Engvold, 1977; Reames, Richardson & Barbier, 1991; Meyer, 1991).

Beberapa hal yang paling penting dipakai untuk menjelaskan adanya variasi kelimpahan unsur tersebut adalah :

(i) inhomogenitas distribusi spasial unsur (permukaan dan dalam arah vertikal
(ii) efek potensial ionisasi pertama – dalam hal ini dibedakan dua macam unsur, yakni unsur dengan potensial ionisasi pertama rendah ($<\sim 10$ eV) dan tinggi ($>\sim 10$ eV)
(iii) "filling factor" kelompok materi yang terkait dengan gejala yang ditinjau (distribusi kerapatan)
(iv) variasi temperatur.

Variasi medan magnet kadang-kadang diperkirakan juga sebagai salah satu faktor penyebab adanya variasi. Meskipun demikian telaah mendalam tentang aspek yang terakhir ini belum pernah dilakukan secara detail untuk menjawab pertanyaan bagaimana an sejauh mana variasi medan magnet mempengaruhi kelimpahan unsur. Hal ini tentu saja sangat menarik karena medan magnet merupakan kontrol utama aktivitas matahari.

Dalam makalah ini kami meninjau efek medan magnet terhadap fotoionisasi atom hidrogen. Hidrogen dipilih selain karena merupakan unsur yang terbanyak, juga karena adanya kebiasaan orang untuk menyatakan kelimpahan unsur-unsur lain relatif terhadap hidrogen.

Secara khusus, perhatian akan dipusatkan pada upaya memperoleh penampang lintang fotoionisasi hidrogen dalam ruang dengan medan magnet luar.

2. Penampang lintang fotoionisasi hidrogen

Bentuk mekanika kuantum bagi probabilitas transisi, W, antara keadaan awal α dan keadaan akhir α', diberikan oleh aturan emas Fermi

$$W(\alpha';\alpha) = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle\alpha'|H_{int}|\alpha\rangle|^2 \rho_f \qquad (1)$$

ρ_f adalah kerapatan (per interval energi) dari keadaan-keadaan akhir sistem yang bersangkutan, dan H_{int} adalah Hamiltonian

Naskah pasca-cetak dapat diminta kepada: M.A. Ratag interaksi. Dalam proses yang ditinjau di sini, yakni efek fotolistrik dalam ruang yang bermedan magnet luar B (dipilih berarah sejajar dengan arah z), interaksi elektron dengan medan radiasi berkaitan dengan

$$H_{int} = \mu_B \mathrm{B}_r \cdot \sigma - \frac{e}{m_e} \mathrm{A}_r \cdot \mathrm{p} + \frac{e^2}{2m_e} \mathrm{A}_r \cdot (\mathrm{A}_r + 2\mathrm{A}) \qquad (2)$$

Dalam persamaan ini, $\mu_B = |e|\,\hbar/(2m_e)$ adalah magneton Bohr, σ menyatakan matriks-matriks Pauli, $\mathrm{A(r)} = (1/2)\, \mathrm{B}\times\mathrm{r}$ adalah potensial vektor dari medan magnet luar B, A_r menyatakan potensial vektor medan radiasi, dan B_r = rot A_r.

Untuk memudahkan dalam pembahasan selanjutnya, akan digunakan besaran tak berdimensi $\beta = \mathrm{B}/B_o$ sebagai ukuran kuat medan magnet luar B, di mana

$$B_o = 2\alpha^2 m_e^2 c^2/(e\hbar) \simeq 4.70 \times 10^9 gauss$$

dan α adalah konstanta kopling elektromagnetik.

Untuk kasus medan magnet kuat kita dapat memberikan fungsi gelombang hidrogen dalam pendekatan adiabatik (Canuto dan Kelly, 1972) :

$$\Psi_{n,m,E,\pm} = \Phi^{Lan}_{nm}\ (\rho, \phi)\ g_{nmE}(z)\ \chi_\pm \qquad (3)$$

Φ^{Lan}_{nm} adalah fungsi gelombang dari sebuah elektron dalam tingkat Landau ke-n, m menyatakan komponen z dari momentum sudut orbital, dan $\chi_\pm$ adalah fungsi-fungsi spin. Fungsi gelombang longitudinal g_{nmE} ditentukan secara numerik dengan menyelesaikan persamaan Schrödinger satu dimensi. Subskrip E menyatakan nilai eigen energi yang bersangkutan.

Dalam penurunan penampang lintang efek fotolistrik dalam ruang bermedan magnet kuat kita akan menganggap bahwa dalam keadaan awal tidak terdapat tingkat-tingkat eksitasi Landau (i.e. tingkat Landau dalam keadaan dasar). Dengan demikian, kumpulan keadaan-keadaan awal yang ditinjau dapat diberi label dengan bilangan-bilangan kuantum n=0, m$\leq$0 (sembarang), s_z=-1/2, E = -I<0 (energi ikat Coulomb). Selanjutnya kita akan beranggapan bahwa energi--energi keadaan akhir E', yang terkait dengan energi-energi foton dan I melalui hukum kekekalan energi $E' = \hbar\omega$ - I, tidak melebihi energi eksitasi dari tingkat Landau pertama.

$$0 \leq E' < \hbar\omega_B = \hbar\, |e|\, \frac{B}{m_e} = 4\beta E_H \qquad (4)$$

$E_H = \frac{1}{2}\alpha^2 m_e c^2 \simeq 13{,}6$ eV adalah energi Rydberg. Dengan demikian keadaan-keadaan akhir yang diperbolehkan dicirikan oleh bilangan-bilangan kuantum n'=0, m'$\leq$0 (sembarang), s_z' = -1/2 (tidak ada pembalikan spin), E'.

Dengan bentuk-bentuk eksplisit dari keadaan-keadaan Landau dan Hamiltonian interaksi, pengintegrasis ρ dan ϕ dalam elemen matriks yang terdapat pada persamaan (1) dapat dilakukan secara analitik.

Untuk ρ_l, kerapatan (satu dimensi) dari keadaan-keadaan akhir kontinum, dapat kita tuliskan sebagai berikut :

$$\rho_l = \frac{l_z}{\hbar}\sqrt{\frac{m_e}{2E'}} \qquad (5)$$

l_z adalah ekstensi z (z-extension) dari volum periodisitas.

Penampang lintang bagi proses di mana sebuah elektron dalam keadaan terikat $\Phi_{om}\ g_{omE}\chi_-$ "dinaikkan oleh sebuah foton yang datang dengan vektor gelombang k ($\omega = |\mathrm{k}|c$) dan vektor satuan polarisasi ϵ, ke keadaan kontinum.

$$\sigma(n' = 0, m', E'; n = 0, m, E, \mathrm{k}, \epsilon) =$$

$$\frac{3}{16}\, |\epsilon_z|^2\, \sigma_{Th}\, \frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\, (\frac{m_e c^2}{2E'})^{1/2}\, exp(-\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp)\, I^2_{|m'|,|m|}\, (\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp)\cdot$$

$$\left|\sqrt{l_z a_B}\, \left\langle g_{0m'E'}(z) | exp(ik_z z)\, (k_z - 2i\frac{\partial}{\partial z}) |\, g_{0mE}(z) \right\rangle\right|^2 \qquad (6)$$

Dalam persamaan ini, σ_{Th} adalah penampang lintang Thomson, $a_B = \hbar/(\alpha m_e c)$ adalah jejari Bohr, besaran tak berdimensi $\hat{k}^2_\perp$ diberikan oleh

$$\hat{k}^2_\perp = (k_x^2 + k_y^2)\, \frac{\hbar}{|e|B} = \frac{\hat{k}^2_\perp a_B}{2\beta} \qquad (7)$$

dan $I_{|m'|,|m|}(t)$ adalah himpunan ortonormal fungsi-fungsi yang dibangun dari polinomial-polinomial Laguerre (representasi eksplisit dari fungsi-fungsi ini dapat dilihat dalam misalnya Sokolov & Ternov, 1968).

Penampang lintang total untuk proses di mana elektron yang bersangkutan "dinaikkan" ke suatu keadaan kontinum dengan energi E' = $\hbar\omega - |E|$ diperoleh dengan menjumlahkan (6) terhadap m' :

$$\sigma_{total}(n = 0, m, E, \mathrm{k}, \epsilon) = \sum_{m'} \sigma(n' = 0, m', E'; n = 0, m, E, \mathrm{k}, \epsilon) \qquad (8)$$

Untuk energi-energi foton yang lebih besar daripada energi ionisasi elektron terikat yang bersangkutan, fungsi gelombang elektron tersebut dalam spektrum kontinu dapat diganti dengan suatu gelombang datar (aproksimasi Born), serupa dengan dalam kasus tanpa medan magnet (lihat Heitler, 1960) :

$$g_{0m'E'}(z) = \frac{1}{\sqrt{l_z}}\, exp(ip_z' z/\hbar) \qquad (9)$$

$$(p_z' = \sqrt{2m_e E'})$$

Dengan demikian kebergantungan penampang lintang dalam persamaan (6) terhadap m' hanya ada pada suku $I^2_{|m'|,|m|}$. Dengan menggunakan identitas

$$\sum_{|m'|} I^2_{|m'|,|m|} = 1\,,$$

dan dengan melakukan integrasi parsial dalam elemen matriks terkait, kita peroleh penampang lintang total untuk efek fotolistrik dalam aproksimasi Born,

$$\sigma_{total}(n = 0, m, E, \mathrm{k}, \epsilon) =$$

$$\frac{3}{16}\, \sigma_{Th}\, \frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\, (\frac{m_e c^2}{2E'})^{1/2}\, exp(-\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp)\cdot\, (2p_z'/\hbar - k_z)^2$$

$$\left|\sqrt{a_B} \int exp[\, i\, (k_z - p_z'/\hbar)\, z\,]\, g_{0mE}(z) dz\right|^2 \cdot |\epsilon_z|^2 \qquad (10)$$

Hasil ini tentu saja tidak berlaku di tepi absorpsi ($\hbar\omega \simeq I$), di mana harus digunakan fungsi-fungsi gelombang kontinum yang sebenarnya.

3. Fungsi-fungsi Gelombang Kontinum

Untuk memperoleh fungsi-fungsi gelombang dalam spektrum kontinu $g_{nmE}(z)$, persamaan Schrödinger satu dimensi

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\frac{d}{dz^2} + V_{nm}(z)\right] g_{nmE}(z) = E\, g_{nmE}(z)\,, \qquad (11)$$

di mana

$$V_{nm}(z) = -\left\langle \Phi^{Lan}_{nm}(\rho,\phi) \left| \frac{e^2}{4\pi\epsilon_o\sqrt{\rho^2+z^2}} \right| \Phi^{Lan}_{nm}(\rho,\phi) \right\rangle\,, \qquad (12)$$

harus diselesaikan untuk harga-harga positif dari E. Sebagaimana biasanya, kita mengasumsikan sebuah proton tetap. Perilaku asimptotik solusi-solusi persamaan (11) akan ditinjau terlebih dahulu. Untuk maksud ini kita perhatikan bahwa untuk z yang cukup besar potensial V_{nm} secara efektif mendekati potensial Coulomb satu dimensi

$$V_{nm}(z) \longrightarrow_{z\to\infty} -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o|z|} \qquad (13)$$

Karenanya kedua solusi yang tak-bergantung linier dari persamaan (11), yang ada untuk $E > 0$, memiliki juga perilaku asimptotik dari solusi-solusi masalah Coulomb satu dimensi, yakni

$$g^{\pm}(z) \sim_{|z|\to\infty} exp(\pm ip_z z/\hbar)\, exp\left[\pm i\sqrt{\frac{E_H}{E}}\, ln(p_z z/\hbar)\right] \qquad (14)$$

dengan $p_z = (2m_e E)^{1/2}$. Dalam pembahasan selanjutnya subskrip-subskrip n, m, E akan dihilangkan. Bentuk yang diperlihatkan pada persamaan (14) menunjukkan kebergantungan logaritmik dari fasa yang merupakan kekhasan potensial Coulomb. Tanda-tanda + dan - berkaitan dengan gelombang- gelombang yang menjalar dalam arah z positif dan negatif.

Dalam kasus efek fotolistrik, sebuah elektron yang pada mulanya diikat oleh sebuah proton tetap pada z=0 dinaikkan ke keadaan kontinum dan dideteksi oleh alat pengukur yang diletakkan pada jarak jauh, sedemikian sehingga $|z| \to \infty$. Tanpa kehilangan keberlakuannya secara umum, kita akan menganggap bahwa alat pengukur tersebut ditempatkan pada $z \to +\infty$. Untuk mendapatkan probabilitas transisi yang sebenarnya bagi situasi fisis ini, kita harus menjamin bahwa untuk $z \to -\infty$ tidak ada gelombang yang menjalar keluar.

Jelas bahwa syarat batas ini merupakan analogi satu dimensi dari situasi yang dihadapi dalam efek fotolistrik tiga dimensi tanpa medan (*field-free*), di mana keadaan akhirharus dipilih sedemikian rupa sehingga untuk $r \to \infty$ keadaan tersebut adalah superposisi dari sebuah gelombang datar yang menjalar keluar (ke arah alat pengukur) dengan sebuah gelombang sferis yang menjalar ke dalam (lihat, misalnya Achieser & Berestezki, 1962).

Tidak ada solusi-solusi analitis persamaan (11) yang mungkin pada seluruh rentang harga z, dan karenanya kita harus menggunakan metoda numerik, potensial- potensial efektif $V_{nm}(z)$ (lihat persamaan (12)) dihitung dengan ketelitian numerik tinggi (lihat Wunner, 1980). Kemudian, untuk memperoleh dua solusi yang tak-bergantung linier, untuk suatu harga energi $E > 0$, persamaan (11) diintegrasi secara numerik dengan menerapkan prosedur baku Runge-Kutta berawal pada $z = 0$ dengan syarat-syarat awal

$$g^{(s)}(z=0) = 1\quad,\quad g^{(s)\prime}(z=0) = 0\quad, \qquad (15a)$$

(solusi simetrik), dan

$$g^{(a)}(z=0) = 0\quad,\quad g^{(a)\prime}(z=0) = 1\quad, \qquad (15b)$$

(solusi asimetrik).

Integrasi numerik tersebut dilanjutkan sampai pada harga-harga z yang sedemikian sehingga aproksimasi-WKB untuk fungsi gelombang menjadi cukup akurat, dan pada harga-harga z seperti itu solusi-solusi numerik dan solusi-solusi WKB cocok/bersesuaian dengan syarat-syarat kekontinuan. Karena syarat-syarat awal (15) pada $z = 0$, yang disarankan oleh prosedur numerik, umumnya tidak satupun dari kedua fungsi gelombang yang diperoleh dengan cara ini memiliki perilaku asimptotik seperti yang dikehendaki, dan karenanya suatu kombinasi linier dari fungsi-fungsi $g^{(s)}$ dan $g^{(a)}$ harus dibentuk. Kedua koefisien bagi fungsi gelombang akhir dari efek fotolistrik yang bersangkutan ditentukan oleh syarat batas di $z \to -\infty$ yang dibahas sebelumnya, dan oleh normalisasi.

Dalam gambar 1, sebagai contoh, ditunjukkan kuadrat dari modulus, $|g_{00E}(z)|^2$, dari bagian longitudinal fungsi gelombang kontinum efek fotolistrik. Sebagai harga energi karakteristik dipilih $E = E_H \simeq 13,6eV$. Untuk ilustrasi, potensial efektif $V_{00}(z)$ juga diperlihatkan pada gambar 1 dalam skala logaritmik. Dalam rentang $z < 0$, $|g_{00E}|^2$ adalah sebuah fungsi mulus, monoton naik dari z yang cenderung menuju ke suatu harga konstan (garis putus-putus) untuk $z \to -\infty$, sedangkan untuk rentang $z > 0$, $|g_{00E}|^2$ memperlihatkan perilaku sangat berosilasi di antara dua batas. Hal ini jelas memperlihatkan indikasi dari kenyataan bahwa, untuk $z > 0$, g_{00E} merupakan superposisi dari gelombang datang (masuk) dan gelombang keluar, sedangkan untuk $z < 0$ hanya terdapat gelombang datang (masuk). Harga-harga asimptotik dan batas-batas tersebut, berturut-turut, didekati hanya secara lambat sebagai dari perilaku jarak jauh potensial Coulomb.

Untuk energi-energi yang lebih dekat kepada awal spektrum kontinu ($E = 0$), modulus fungsi gelombang yang bersangkutan berkurang besarnya dalam daerah yang lebih luas di sekitar titk asal, perilaku asimptotik hanya dicapai pada harga-harga z yang besar, panjang gelombang osilasi meningkat. Untuk energi yang jauh lebih besar daripada energi-energi ikat Coulomb, $|g_{00E}|^2$ menjadi konstan hampir di mana-mana, menunjukkan bahwa untuk $z > 0$ hanya terdapat kecil sekali osilasi-osilasi gelombang pendek di sekitar harga asimptotik.

Jelas bahwa di sinilah rentang keberlakuan aproksimasi Born, di mana sebuah gelombang datar tunggal digunakan sebagai fungsi gelombang dan karenanya $|g_{00E}|^2$ konstan untuk semua harga z.

4. Hasil-hasil dan Diskusi

Dengan fungsi-fungsi gelombang yang diperoleh secara numerik, baik untuk keadaan-keadaan terikat maupun untuk keadaan-keadaan dalam spektrum kontinu, bentuk penampang lintang efek fotolistrik dalam persamaan (6) kini dapat kita periksa/pelajari secara eksplisit. Kita akan beranjak dari asumsi bahwa pada mulanya elektron yang berada dalam keadaan dasar atau hidrogen (m = 0, E = -I(β)). Energi-energi ionisasi $I(\beta)$ diambil dari hasil perhitungan Wunner & Ruder (1980c) tentang skema tingkat energi atom H. Untuk m = 0, kita gunakan faktor

$$I^2_{|m'|,0}\left(\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp\right) = \frac{1}{|m'|!}\left(\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp\right)^{|m'|} exp\left(-\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp\right) \qquad (16)$$

dalam persamaan (6). Karena energi-energi kontinum E' yang ditinjau tidak akan melebihi energi eksitasi dari tingkat Landau pertama (cf. (4)), untuk $\hat{k}^2_\perp$ (cf. (7)) segera diperoleh pertidaksamaan

$$\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp \leq \alpha^2\beta = B/(2B_{cr}) \qquad (17)$$

dengan $B_{cr} = B_o/(2\alpha^2) \cong 4,41 \times 10^{13}$ gauss. Untuk harga-harga β yang ditinjau, yakni $\beta \leq 10^3$, tampak bahwa argumen dari $I^2_{|m'|,0}$ selalu lebih kecil daripada 1/20. Oleh sebab itu, penampang lintang (6) secara efektif sesungguhnya berbeda dari nol hanya bila m'= 0, di mana dalam keadaan akhirnya elektron yang bersangkutan tetap berada dalam keadaan Landau awal. Di sekitar harga ambang ionisasi, bahkan untuk $\beta = 10^3$, harga $\frac{1}{2}\hat{k}^2_\perp$ hanya berorde 10^{-6}, dan dengan demikian keadaan akhir elektron hampir secara eksklusif berada dalam keadaan-keadaan kontinum dengan m'= 0. Perhitungan-perhitungan numerik kami dilakukan untuk berbagai harga β. Dalam gambar 2a & 2b penampang lintang yang diperoleh diplotkan sebagai fungsi dari E'/E_H untuk kasus di mana foton datang tegak lurus terhadap arah medan magnet ($\theta = 90°$), dan dengan vektor polarisasi sejajar dengan medan magnet tersebut. Untuk polarisasi- polarisasi yang diputar dengan sudut sebesar ϕ relatif terhadap bidang datang, penampang lintang yang bersangkutan dapat diperoleh dengan mengalikan dengan faktor $sin^2\phi$.

Untuk memperlihatkan kebergantungan penampang lintang total pada harga β, dalam gambar 3 ditunjukkan hasil-hasil untuk β = 0, 50 dan 1000 secara simultan. Jelas terlihat bahwa di sekitar ambang $E' \cong 0$ penampang lintang yang bersangkutan menurun dengan naiknya β. Hal ini disebabkan oleh pengecilan dalam arah z dari atom yang bersangkutan, sedangkan untuk energi-energi $E'/E_H \geq 2$ perilaku tersebut menjadi terbalik, yakni penampang lintang membesar dengan naiknya β. Untuk $E'/E_H \geq 100$ misalnya, besarnya penampang lintang untuk $\beta = 10^3$ tiga orde besaran lebih besar daripada penampang lintang untuk keadaan tanpa medan magnet luar ($\beta = 0$).

Gambar 2a & 2b memperlihatkan bahwa pada ambang $E' \cong 0$ penampang lintang yang bersangkutan berhingga harganya, dan hampir konstan di sekitar $0 < E'/E_H \leq 1$. Pada jarak-jarak yang jauh dari ambang tersebut, penampang lintang yang bersangkutan dengan cepat turun beberapa orde besaran. Sebagai pembanding, pada gambar 2a & 2b ditunjukkan pula penampang lintang yang diperoleh berdasarkan aproksimasi Born, dan dihitung berdasarkan rumus (10). Jelas terlihat bahwa aproksimasi Born gagal dalam rentang energi yang lebih kecil daripada $E'/E_H \simeq 1$ Untuk energi-energi $E'/E_H \gg 1$, penampang lintang aproksimasi Born mendekati yang sebenarnya, dan karenanya persamaan (10) dapat digunakan untuk memperoleh kebergantungan asimptotik terhadap E' dari σ. Elemen matriks yang terdapat dalam (10) merupakan transformasi Fourier fungsi gelombang longitudinal dari keadaan awal.

Sejauh ini kita telah meninjau foton-foton yang datang tegak lurus terhadap medan magnet ($\theta = 90°$), dan dengan vektor polarisasi sejajar dengan medan magnet. Kebergantungan penampang lintang (6) terhadap θ didominasi oleh faktor $|\epsilon_z|^2$, yakni oleh faktor $sin^2\theta$ untuk polarisasi linier foton di bidang datang. Perilaku ini jelas tampak dalam gambar 4a-d, di mana penampang lintang (6) diperlihatkan sebagai fungsi dari θ untuk β = 50 dan 1000, dan E'/E_H = 0, 1, 10 dan 100.

E'/E_H berkaitan erat dengan distribusi fluks energi (foton) dalam medan radiasi, dan dengan demikian, juga dengan temperatur sumber radiasi.

5. Kesimpulan

Fotoionisasi hidrogen dalam ruang yang bermedan magnet memperlihatkan adanya penyimpangan terhadap fotoionisasi dalam ruang tanpa medan magnet. Dalam rentang energi pengionisasi di bawah 1000 eV, penampang lintang fotoionisasi turun dengan naiknya kuat medan magnet. Penurunan ini merupakan fungsi dari energi foton pengionisasi. Suatu metoda penghitungan kelimpahan unsur disarankan untuk melibatkan koreksi terhadap efek medan magnet yang diperlihatkan.

Daftar Pustaka

Aller, 1987

Engvold, O., Hange, Ø. 1974, *Inst. of Theoretical Astrophys.*, Blindern, Oslo, Report No. 39.

Hange, Ø., Engvold, O. 1970, *Inst. of Theoretical Astrophys.*, Blindern, Oslo, Report No. 31.

Hange, Ø., Engvold, O. 1977, *Inst. of Theoretical Astrophys.*, Blindern, Oslo, Report No. 49.

Meyer, J.P. 1991, *Adv. Space Res.* 11 No. 1, 269.

Peimbert, 1987

Ratag, M.A. *et al* 1992,

Reames, D.V., Richardson, I.G., Barbier, L. 1991, *Astrophys. J. Lett.* **382**, L43.