

FENOMENA HALO BERDASARKAN MODEL RELATIVISTIC MEAN FIELD (RMF)

A. M. Nugraha^{1*)}, J. P. Diningrum¹⁾, N. Liliani¹⁾, T. Sumaryada²⁾, A. Sulaksono¹⁾

¹Departemen Fisika, FMIPA, Universitas Indonesia, Depok 16424

²Departemen Fisika, FMIPA, Institut Pertanian Bogor, Bogor 16680

*) Email: alpi.mahisha@gmail.com

Abstrak

Halo merupakan salah satu fenomena unik yang terjadi di inti atom, fenomena yang digambarkan adanya tambahan “ekor” dan adanya “ruang kosong” antara *core* dan ekor pada distribusi neutron. Metode analisa halo yang dikembangkan oleh V. Rotival dkk [Phys. Rev. C79, 054308 (2009)] pada isotop Cr, biasanya diaplikasikan pada model Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB). Berbeda dengan Rotival dkk, kami menggunakan model *Relativistic Mean Field* (RMF) pada penelitian ini. Berbeda dengan hasil perhitungan dengan model HFB, kami mengamati perilaku yang berbeda pada level $1g_{7/2}$ seiring dengan kemunculan halo. Selain itu, pada model RMF prediksi keberadaan halo pada isotop Cr lebih besar dibandingkan dengan prediksi berdasarkan model HFB ($(N_{halo})_{RMF} > (N_{halo})_{HFB}$). Pada penelitian ini kami juga mempelajari efek suku *cross coupling* meson ω - ρ , tensor dan suku pertukaran elektromagnetik pada model RMF terhadap kemunculan halo pada isotop Cr.

Abstract

Halo is one of the unique phenomena that occur in atomic nucleus. In halo nucleus, the neutron density displays an unusually “tail” and “existing empty space” between the core and the tail of the nucleus. New analysis method to investigate halo was developed by V. Rotival, *et al.* [Phys. Rev. C79, 054308 (2009)]. The method was used to search the halo nuclei in the chain of Cr-isotopes within Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) model. Unlike the Rotival, *et al.*, we use here the Relativistic Mean Field (RMF) model as the framework. We observed that the significant changing of $1g_{7/2}$ level behavior is in line with appearing of halo. Moreover, we have also found that in the case of Cr isotopes, the neutron halo number prediction based RMF model is greater than that of HFB model ($(N_{halo})_{RMF} > (N_{halo})_{HFB}$). In this work we also study the effects of cross coupling meson ω - ρ , tensor, and electromagnetic exchange terms in RMF model on the appearing of halo in Cr-isotopes.

Keywords: Halo phenomena, RMF model, Cross coupling meson ω - ρ , Tensor, Electromagnetic exchange.

1. Pendahuluan

Studi mengenai tingkah laku nuklir baik pada nuklir ringan, sedang, maupun berat menjadi daya tarik tersendiri bagi fisikawan nuklir saat ini. Hal ini diakibatkan kemajuan yang pesat dari fasilitas-fasilitas eksperimen dalam menyelidiki partikel nuklir radioaktif yang tidak stabil[1]. Kemajuan eksperimen ini membuka penelitian struktur dari nuklir tidak hanya pada garis kestabilan beta (β), tetapi juga pada daerah yang jauh dari kestabilan β seperti fenomena halo nuklir[2]. Dalam sistem tersebut, baik distribusi proton atau pun neutron memperlihatkan kejadian yang tidak biasa berupa penambahan ekor pada distribusi neutron akibat energi ikat nukleon yang lemah[3].

Terdapat beberapa pemodelan yang digunakan untuk menggambarkan struktur dan

tingkah laku nuklir seperti energi ikat inti, distribusi inti, dan jari-jari inti. Salah satu pemodelan yang telah dianggap cukup baik dalam menggambarkan tingkah laku inti adalah *Relativistic Mean Field* (RMF)[4]. Namun, model ini masih belum banyak digunakan dalam mempelajari fenomena halo nuklir dibanding dengan model Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)[5][6][7]. Berdasarkan hal tersebut, kami terdorong untuk mengkaji fenomena halo nuklir dengan model RMF yang telah dimodifikasi dengan penambahan suku interaksi *self coupling* meson ω , suku interaksi *cross coupling* antara meson ω - ρ , dan suku-suku tensor serta penambahan suku pertukaran elektromagnetik. Perhitungan fenomena halo pada isotop Cr berdasarkan model ini akan dibandingkan dengan hasil perhitungan berdasarkan model HFB yang telah dilakukan oleh V. Rotival, dkk[5][6].

1.1 Relativistic Mean Field (RMF)

Secara makroskopik, sifat-sifat dari partikel tunggal dan inti atom dapat ditentukan oleh harga rata-rata dari kontribusi setiap penyusunnya yakni proton dan neutron (nukleon). Hingga saat ini, model RMF adalah salah satu model yang cukup baik untuk melihat beberapa fenomena nuklir[4]. Melalui model ini kita dapat memperoleh besaran properti nuklir yang akan digunakan dalam mempelajari fenomena halo.

Besaran properti nuklir ini dihasilkan dengan melibatkan interaksi kuat yang terjadi, yang dimodelkan dalam bentuk pertukaran meson antar nukleon dalam inti atom. Meson-meson yang dominan antara lain meson σ merupakan meson skalar-isoskalar yang bersifat atraktif dan meson δ yang merupakan meson skalar-isovektor. Selain itu juga terdapat terdapat meson ω yang merupakan meson vektor-isoskalar yang bersifat repulsif, dan meson ρ merupakan meson vektor-isovektor yang bergantung pada efek isospin dari inti atom, serta photon γ yang menggambarkan interaksi elektromagnetik[8]. Medan-medan ini dapat diklasifikasikan berdasarkan momentum angular internal, paritas dan isospin[9].

1.2 Formalisme RMF

Model medan rata-rata relativistic (RMF) digambarkan dalam bentuk kerapatan Lagrangian $\mathcal{L}$. Pada pendekatan ini $\mathcal{L}$ terdiri dari bagian nukleon, meson, interaksi antara nukleon-meson, interaksi meson-meson, elektromagnetik dan pertukarannya. Atau secara eksplisit dapat ditulis sebagai berikut:

$$\mathcal{L}_{RMF} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{\pi\pi} + \mathcal{L}_{\pi\omega} + \mathcal{L}_T + \mathcal{L}_{\pi\omega}^{\omega\omega} + \mathcal{L}_{\pi\omega}^{\rho\omega} + \mathcal{L}_{\pi\omega}^{EM} \quad (1)$$

adanya tambahan faktor $\mathcal{L}_\omega^4$ dan $\mathcal{L}_{\rho\omega}$ menunjukkan interaksi *self coupling* meson ω dan interaksi *cross coupling* antara meson ω dengan meson ρ dan $\mathcal{L}_{\pi\omega}^{EM}$ yang merupakan pertukaran elektromagnetik[9]. Adapun fungsi untuk masing-masing kerapatan Lagrangian sebagai berikut:

$$\mathcal{L}_N = \sum_{j=1}^A \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi_j, \quad (1a)$$

$$\mathcal{L}_\pi = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_\sigma^2 \phi^2) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} - m_\delta^2 V_\mu V^\mu \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} - m_\omega^2 R_\mu R^\mu \right) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{d} \partial^\mu \vec{d} - m_\delta^2 \vec{d}^2) - \frac{1}{2} \partial^\nu A^\mu \partial_\nu A_\mu \quad (1b)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = \sum_{j=1}^A \bar{\psi}_j \left(g_\sigma \phi - g_\omega V_\mu \gamma^\mu + \frac{1}{2} g_\rho R_\mu \gamma^\mu \tau + g_\delta \vec{d} - e A^\mu \frac{1+\tau_3}{2} \gamma^\mu \right) \psi_j, \quad (1c)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\omega} = - \left(\frac{k_3}{4M} g_\sigma m_\sigma^2 \phi^2 + \frac{k_4}{24M^2} g_\sigma^2 m_\sigma^2 \phi^4 \right), \quad (1d)$$

$$\mathcal{L}_T = - \sum_{j=1}^A \bar{\psi}_j \left(\frac{f_\omega}{2M} \partial^\nu V^\mu i\gamma_\mu \gamma_\nu + \frac{f_\rho}{4M} \partial^\nu R^\mu i\gamma_\mu \gamma_\nu \right) \psi_j, \quad (1e)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\omega}^{\omega\omega} = \frac{1}{24} g_\omega^2 (V_\mu V^\mu)^2, \quad (1f)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\omega}^{\rho\omega} = \frac{\eta_{2\rho}}{4M^2} g_\omega^2 m_\rho^2 V_\mu V^\mu R_\mu R^\mu, \quad (1g)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\omega}^{EM} = C_{\pi\omega}^{EM} \left[\frac{3}{4} e^2 \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \rho_p^{\frac{4}{3}} \left[1 - \frac{2}{3M^2} (3\pi^2 \rho_p)^{2/3} \right], \quad (1h)$$

Dengan M adalah massa nukleon, m_σ , m_δ , m_ω , dan m_ρ , masing-masing adalah massa meson skalar isoskalar (σ), massa meson skalar isovektor (δ), massa meson vektor isoskalar (ω), dan massa meson vektor isovektor (ρ). Sedangkan ϕ , V , R , $\vec{d}$ masing-masing adalah harga ekspektasi untuk medan meson skalar isoskalar (σ), meson vektor isoskalar (ω), meson vektor isovektor (ρ), dan meson skalar isovektor (δ). A adalah medan photon, g_σ , g_δ , g_ω , dan g_ρ masing-masing adalah konstanta kopling medan meson skalar isoskalar (σ), meson scalar isovektor (δ), meson vektor isoskalar (ω), dan meson vektor isovektor (ρ). f_ω , dan f_ρ menyatakan tensor kopling untuk meson ω dan meson ρ . Serta $\eta_{2\rho}$ adalah konstanta *cross* kopling meson ω dan meson ρ .

Persamaan (1) akan diselesaikan dengan persamaan Euler-Lagrange untuk memperoleh persamaan gerak dan kemudian kerapatan Hamiltonian dihitung untuk memperoleh fungsi energi RMF yang berupa:

$$E_{RMF} = \int d^3r \left\{ \frac{1}{2} g_\sigma \phi \rho_s - m_\sigma^2 \phi^2 - \frac{3}{12} \frac{k_3}{M} g_\sigma m_\sigma^2 \phi^3 - \frac{k_4}{N^2} g_\sigma^2 m_\sigma^2 \phi^4 - V_0 \left(\frac{1}{2} g_\omega \rho_0 + \frac{3}{2} \frac{f_\omega}{M} \rho_0^T \right) + m_\omega^2 V_0^2 - R_0 \left(\frac{1}{4} g_\rho \rho_{0,0} + \frac{3}{4} \frac{f_\rho}{M} \rho_{0,0}^T \right) + m_\rho^2 R_0^2 + \frac{1}{2} g_\delta \vec{d} \rho_{s,0} - m_\delta^2 \vec{d}^2 - A_0 \left(\frac{1}{2} e \rho_{p,0} - \frac{1}{2} \frac{e}{M} \rho_{p,0}^T \right) + \frac{5}{4} \frac{\eta_1}{M} g_\sigma m_\omega^2 V_0^2 \phi + \frac{3}{4} \frac{\eta_2}{M^2} g_\sigma^2 m_\omega^2 V_0^2 \phi^2 + \frac{3}{4} \frac{\eta_{2\rho}}{M^2} g_\omega^2 m_\rho^2 V_0^2 R_0^2 - C_{\pi\omega}^{EM} \left[\frac{3}{4} e^2 \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \rho_p^{\frac{4}{3}} \left[1 - \frac{1}{3M^2} (3\pi^2 \rho_p)^{2/3} \right] \right\}. \quad (2)$$

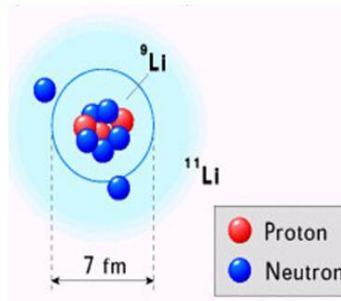
Dari energi fungsional ini semua properti dari inti yang *spherical* dapat diturunkan.

1.3 Fenomena halo

Pada inti yang tidak stabil dapat terjadi sebuah atau lebih neutron yang berada di permukaan inti atau dengan kata lain kulit inti tidak penuh terisi. Pada keadaan ini sering dijumpai kemuculan fenomena halo, yaitu keadaan adanya satu atau dua neutron yang berada pada permukaan terluar dari inti dengan ikatan yang lemah[3]. Hal ini dikarenakan adanya distribusi neutron yang tidak merata yang merupakan fungsi dari jari-jari inti. Fenomena halo dapat dilihat seperti pada Gambar 1.

Menurut A.S. Jensen[10] keadaan mekanika quantum halo ditunjukkan dengan:

- (1) Adanya ruang ekstensi besar yang menunjukkan adanya probabilitas keberadaan nukleon yang cukup besar pada daerah terlarang.
- (2) Mendominasinya struktur kluster yang disebabkan akibat besar probabilitas yang lebih dari setengah probabilitas pada konfigurasi ini.



Gambar 1. Fenomena halo pada Lithium (Li).

Fenomena halo sering ditemukan pada nuklir ringan seperti Li^{11} [11]. Tidak hanya di nuklir ringan, halo pun dapat muncul pada inti-inti sedang seperti isotop Cr[5][6], bahkan ada yang mencoba untuk menghitung halo pada inti berat menggunakan gaya Gogne[12]. Salah satu teori perhitungan matematis untuk melihat halo adalah teori Helm[2], namun teori ini memiliki keterbatasan dan diperbaiki dengan teori analisa yang lebih baru[6] yang telah diujikan untuk menghitung halo pada Li^{11} , isotop Cr, dan isotop Sn.

Kemunculan halo terlihat pada kurva distribusi inti ρ yang menunjukkan adanya perubahan gradien pada r yang cukup besar. Titik perubahan gradien tersebut diperoleh dari kurva $\log''\rho$ (notasi $'' = \partial/\partial r$) dengan diperkenalkan besaran r_0 dan r_{max} dimana $r_0 > r_{max}$ yang memenuhi kondisi

$$0.35 \leq \frac{\log''_{10} \rho(r_0)}{\log''_{10} \rho(r_{max})} \leq 0.50, \quad (3)$$

salah satu besaran sebagai karakter dari halo dalam teori ini adalah jumlah rata-rata nukleon yang

berada di wilayah ekor yang didefinisikan N_{halo} dimana

$$N_{halo} \equiv 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \rho^n(r) r^2 dr, \quad (4)$$

dan besaran δ_{halo} dimana

$$\delta_{halo} \equiv R_{rms tot}^n - R_{rms core}^n, \quad (5)$$

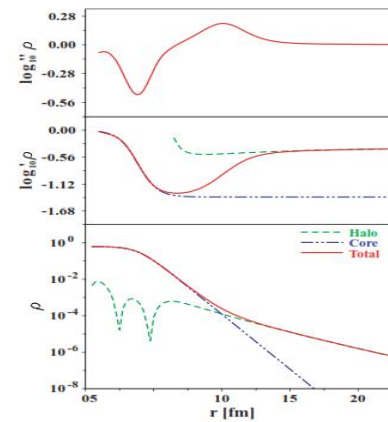
dengan

$$R_{rms tot}^n = \sqrt{\frac{\int_0^{\infty} \rho^n(r) r^4 dr}{\int_0^{\infty} \rho^n(r) r^2 dr}}, \quad (6)$$

dan

$$R_{rms core}^n = \sqrt{\frac{\int_0^{r_0} \rho^n(r) r^4 dr}{\int_0^{r_0} \rho^n(r) r^2 dr}}. \quad (7)$$

Pada penelitian ini, kami akan menghitung N_{halo} dengan δ_{halo} untuk isotop Cr berdasarkan model RMF.



Gambar 2. Distribusi nukleon pada salah satu isotop Cr[6]. Halo yang dimaksud adalah halo neutron.

2. Metode Penelitian

Pada penelitian ini, kami melakukan perhitungan analitik dan numerik menggunakan model RMF yang telah termodifikasi. Perhitungan analitik dimulai dengan menurunkan kerapatan Lagrangian dari model RMF untuk menentukan fungsi energi dan properti nuklir lainnya, sedangkan perhitungan numerik digunakan untuk mengeksekusi fungsi yang telah dihitung tersebut dengan kondisi *self consistent*. Persamaan RMF divariasikan agar kita dapat melihat efek tensor, efek pertukaran elektromagnetik dan efek interaksi *cross coupling* meson ρ dan meson ω . Variasi parameter set tersebut adalah:

Var1 : $\eta_{2\rho} = 0.00$ - Tensor -Exchange

Var2 : $\eta_{2\rho} = 0.00$ + Tensor +Exchange

Var3 : $\eta_{2\rho} = 0.00$ +Tensor -Exchange

Var4 : $\eta_{2\rho} = 0.04$ +Tensor -Exchange

Var5 : $\eta_{2\rho} = 0.055$ + Tensor -Exchange

Var6 : $\eta_{2\rho} = 0.04$ + Tensor +Exchange

Var7 : $\eta_{2\rho} = 0.06$ + Tensor +Exchange

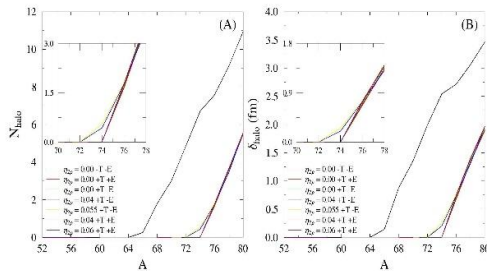
keadaan $-(+)$ Tensor adalah f_ω dan $f_\sigma = (\neq)0$, sedangkan $-(+)$ Exchange berarti $C_{\text{exc}}^{EX} = (\neq)0$.

Perhitungan RMF akan menghasilkan properti nuklir dan kemudian akan kita analisa lebih lanjut. Besaran yang menunjukkan halo akan dihitung untuk masing-masing variasi dengan menggunakan persamaan (4) dan persamaan (5). Dikarenakan hasil dari RMF untuk (N) bersifat kekal, maka persamaan (4) diperlukan pengali bilangan normalisasi dan selanjutnya diperoleh N_{halo} dan δ_{halo} . Bilangan normalisasi ini diperoleh dengan menggunakan algoritma *bisection*. Perhitungan numerik RMF dan perhitungan halo menggunakan program fortran, matlab, dan scilab.

3. Hasil dan Pembahasan

3.1 N_{halo} dan δ_{halo} isotop Cr

Isotop Cr ($Z=24$) merupakan salah satu kandidat yang baik dari inti sedang untuk mempelajari fenomena halo yang terjadi di daerah neutron *dripline*.



Gambar 3. (A) N_{halo} dan (B) δ_{halo} pada isotop Cr berdasarkan model RMF.

Pada Gambar 3(A), tampak kontribusi dari suku *cross coupling* meson ω -meson ρ , suku tensor, dan suku pertukaran elektromagnetik sangat berpengaruh dalam perilaku nuklir terlebih lagi pada daerah neutron *dripline* yang terkait dengan fenomena halo. Hilangnya semua suku tersebut membuat halo muncul setelah $A \geq 64$ atau $N \geq 40$, dimana $N=40$ bukanlah *magic number*. Namun hal yang berbeda terlihat ketika satu atau lebih dari suku di atas tersebut berkontribusi pada persamaan RMF. Halo muncul pada $A \geq 74$ atau $N \geq 50$ yang mana $N=50$ merupakan *magic number* dan dapat disimpulkan bahwa pada isotop Cr_{24}^{74} dalam kondisi *close shell*.

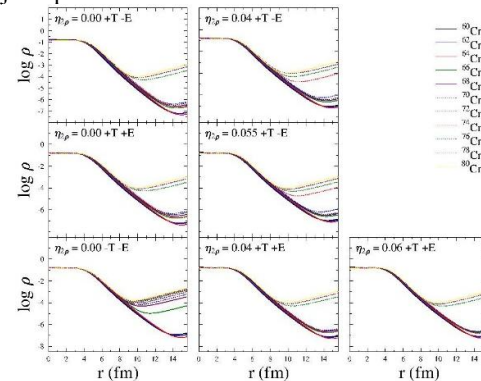
Hal unik terlihat jika parameter set var4 dan var5 digunakan, halo muncul setelah Cr_{24}^{72} , salah satu dampak akibat hilangnya suku pertukaran elektromagnetik adalah adanya sejumlah neutron yang terlepas ke daerah neutron *dripline* sehingga

terbentuk halo meski berdasarkan hasil perhitungan besar N_{halo} relatif kecil. Hal ini menunjukkan pada penggunaan parameter set var4 dan var5, meskipun isotop Cr_{24}^{74} dalam keadaan *close shell* sesuai dengan jumlah neutron yang merupakan *magic number* ternyata halo dapat muncul pada keadaan tersebut. Namun, ketika adanya penambahan suku pertukaran elektromagnetik diperhitungkan membuat kondisinya berbeda, sejumlah neutron tersebut menjadi tertarik ke dalam *core* pada isotop Cr_{24}^{74} sehingga tidak ada kemunculan halo.

Gejala serupa juga dapat diamati pada nilai δ_{halo} , seperti yang terlihat pada Gambar 3(B). δ_{halo} adalah selisih dari R_{rms}^N total dengan R_{rms}^N *core*, Besaran inilah yang digunakan untuk menunjukkan adanya "ruang kosong" antara *core* dan ekor secara eksplisit pada distribusi neutron. Tentu saja, semakin besar halo (N_{halo}) yang muncul mengindikasikan ruang kosong antara *core* dan ekor pun semakin besar juga.

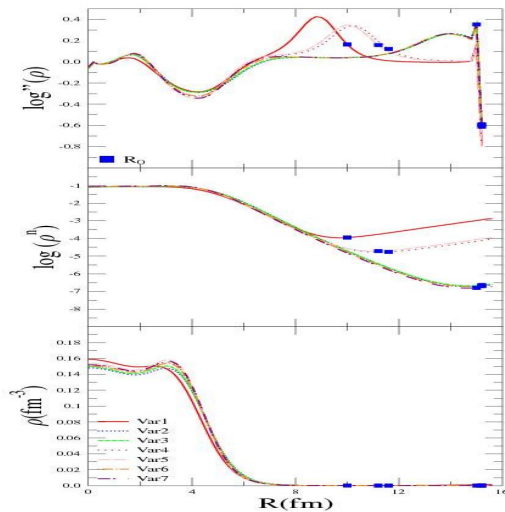
3.2 Analisa wilayah halo

Telah dijelaskan bahwa halo ditunjukkan dengan adanya perubahan gradien atau kemiringan dari kurva ρ yang merupakan fungsi dari jari-jari inti. Untuk isotop Cr hal ini dapat dilihat dengan jelas pada Gambar 4.



Gambar 4. $\log \rho(r)$ menunjukkan perubahan gradien di $r \geq 8 \text{ fm}$.

Anggapan bahwa isotop Cr *close shell* pada Cr_{24}^{74} tidak didukung dengan hasil perhitungan pada beberapa parameter set, untuk menganalisa lebih dalam kita dapat melihat bagaimana perilaku ρ pada isotop tersebut untuk semua variasi yang ditunjukkan pada Gambar 5.



Gambar 5. Analisa kurva distribusi pada Cr_{24}^{74} .

Besaran R_0 memiliki pengertian fisis berupa jari-jari terluar core. Semakin besar nilai R_0 menandakan semakin sedikitnya kemunculan halo pada parameter set tersebut. Pendeknya R_0 pada parameter set var1 menjelaskan mengapa halo muncul untuk $N \geq 40$ padahal variasi lain belum memperlihatkan fenomena halo. Parameter set lainnya memiliki $R_0 \approx 15 \text{ fm}$ yang artinya Cr_{24}^{74} dalam keadaan *close shell* dan tidak adanya halo yang muncul. Namun pada parameter set var4 dan var5 menunjukkan pengaruh ketidakberadaan suku pertukaran elektromagnetik yang mengakibatkan jari-jari *core* mengecil dan halo muncul lebih awal.

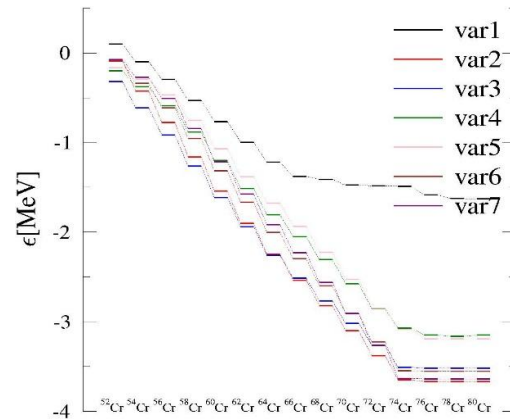
3.3 Spektrum energi partikel tunggal

Analisa spektrum energi partikel tunggal akan memperlihatkan bagian level mana yang memiliki kontribusi terbesar dalam kemunculan halo. Namun uniknya tidak ada perubahan spektrum yang signifikan pada daerah dekat energi Fermi. Perubahan yang signifikan terjadi pada level $1g_{7/2}$ dengan besar ϵ sekitar -0.2 MeV dan terus semakin negatif seiring penambahan jumlah neutron dalam isotop.

Perubahan spektrum energi menunjukkan kuatnya kontribusi level tersebut terhadap distribusi nukleon dan tentu saja kemunculan halo. Nilai energi pada level ini terus semakin negatif yang diikuti dengan meningkatnya besar *occupation number* pada level tersebut, artinya penambahan partikel pada level tersebut membuat level tersebut semakin negatif dan semakin lebih “disukai” untuk ditempati ketika ada penambahan partikel selanjutnya.

Melihat perilaku level $1g_{7/2}$ pada Gambar 6, semakin besar gap antara level $1g_{7/2}$ dengan energi Fermi sepanjang penambahan neutron. Semakin besar gap energi tersebut biasanya menandakan adanya energi ikat yang semakin kuat. Hal ini

berarti semakin banyak penambahan neutron, neutron tersebut akan lebih tertarik ke dalam *core* sedangkan neutron pada level dengan energi lebih besar dari level $1g_{7/2}$ tertahan. Keadaan ini berdampak δ_{halo} atau ruang kosong semakin besar dan semakin besar pula peluang kemunculan halo.



Gambar 6. Spektrum energi partikel tunggal level $1g_{7/2}$.

Parameter set var1 yang tidak melibatkan keseluruhan suku interaksi menunjukkan perubahan level $1g_{7/2}$ yang cukup landai pada Cr_{24}^{64} dimana pada isotop ini halo muncul. Hal ini berarti bahwa kemunculan halo ditandai dengan landainya spektrum energi pada level $1g_{7/2}$ seiring bertambahnya neutron. Tentu saja hal ini juga terlihat pada parameter set lain, dan keunikan pun terlihat juga pada analisa spektrum energi pada parameter set var4 dan var5 karena spektrum energi level $1g_{7/2}$ melandai lebih cepat dan hal ini sesuai dengan kenyataan bahwa fenomena halo muncul lebih awal pada kedua parameter set ini.

4. Kesimpulan

Suku *cross coupling* antara meson ω - meson ρ , suku pertukaran elektromagnetik, dan suku tensor tentu saja memiliki peran penting dalam kemunculan halo. Bahkan hilangnya pengaruh ketiga suku ini membuat halo muncul lebih cepat yang artinya semakin besar pula “ruang kosong” dalam inti pada isotop Cr. Pada Cr_{24}^{74} dengan jumlah neutron adalah *magic number* seharusnya kondisi Cr_{24}^{74} *close shell*. Namun ketika suku pertukaran elektromagnetik dihilangkan, halo muncul pada isotop ini meski N_{halo} cukup kecil.

Kontribusi level $1g_{7/2}$ memegang peran yang cukup besar terhadap peluang kemunculan halo. Selama perubahan energi level ini tidak signifikan dan gap dengan energi Fermi semakin besar maka kemungkinan kemunculan halo relatif kecil. Namun ketika spektrum energi pada level $1g_{7/2}$ mulai landai maka kemungkinan kemunculan halo menjadi relatif lebih besar.

Daftar Acuan

- [1] A. C. Mueller, *An Overview of Radioactive Beam Facilities*, EPAC, Vienna (2000).
- [2] S. Mizutori, et al, *Nuclear Skins and Halos in the Mean-Field Theory*, Phys. ReV. C61,044326 (2000).
- [3] T. Misu, et al, *Deformed Nuclear Halos*, Nucl. Phys. A614 (1997), p. 44-70.
- [4] S. R. Nodari, *The Relativistic Mean Field equation of the Atomic Nucleus*, arXiv:1101.1399v1[math-ph](2011).
- [5] V. Rotival, et al, *Halo Phenomenon in Finite Many Fermion System: Atom-Positron Complexes and Large-Scale Study of Atomic Nuclei*, Phys. ReV. C79, 054309 (2009).
- [6] V. Rotival and T. Duguet, *New Analysis Method of the Halo Phenomenon in Finite Many-Fermion Systems: First Application to Medium-mass atomic nuclei*, Phys. ReV. C79, 054308 (2009).
- [7] J. Terasaki, et al, *Giant Halos in Relativistic and Non-Relativistic approaches*, Phys. ReV. C74, 054318 (2006).
- [8] Greiner and Maruhn, *Nuclear Models*, Springer, Berlin (1996), p. 261-266.
- [9] A. Sulaksono, *Electromagnetic and Isovector Terms in Standard Relativistic Mean Field Models*, Int. Journal of Modern Phys. E. Vol 20, No. 9 (2011).
- [10] A. S. Jensen and M. V. Zhukov, *Few-Body effects in Nuclear Halos*. Nucl. Phys. A639 (2011), p. 411-423.
- [11] S. Karatglidis, et al, *Alternative Evaluation of Halo Nuclei*, Phys. ReV. C61, 02439 (2000).
- [12] B. Nerlo-Pamorska, et al. *The Neutron Halo in Heavy Nuclei Calculated with The Gogny Force*, Eur. Phys. J. A. 8 (2000), p. 19-29.