

PENGARUH KOPLING TENSOR, ISOVEKTOR-ISOSKALAR DAN PERTUKARAN ELEKTROMAGNETIK TERHADAP PREDIKSI *DOUBLE MAGIC NUCLEI* ²⁹²120

N. Liliani^{1*)}, J. P Diningrum², A. M Nugraha³, A. Sulaksono⁴

^{1,2,3,4}Departemen Fisika, FMIPA, Universitas Indonesia, Depok, 16424, Indonesia

*)netta_potter@yahoo.com

Abstrak

Pengaruh dari kopling tensor, isovektor-isoskalar dan pertukaran elektromagnetik terhadap inti berat dan prediksi inti super berat dipelajari melalui teori *Relativistic Mean Field* (RMF). Ditemukan bahwa ketiga kopling tersebut memberikan pengaruh yang signifikan terhadap sifat materi nuklir, energi ikat, spektrum energi partikel tunggal, distribusi kerapatan dan ketebalan kulit inti berat dan prediksi inti super berat. Hasil Penelitian ini menunjukkan bahwa ²⁰⁸Pb dan ²⁹²120 adalah *double magic nuclei*. Hasil ini konsisten dengan data eksperimen dan prediksi model RMF.

Kata kunci: model RMF, kopling tensor, isovektor-isoskalar, pertukaran elektromagnetik

Abstract

We studied the effect of tensor, isovektor-isoskalar and electromagnetic exchange couplings on heavy and prediction of superheavy nuclei by using RMF model. We have found that those couplings significantly influence the nuclear matter properties, binding energy, single particle spectra, nucleon densities and neutron skin of heavy and superheavy nuclei. Our result show that ²⁰⁸Pb and ²⁹²120 are double magic nuclei. This results are consistent with experimental finding and other RMF model prediction.

Keywords: RMF model, tensor, isovektor-isoskalar, electromagnetic exchange couplings

1. Pendahuluan

Penelitian terhadap prediksi inti super berat masih menjadi tantangan yang menarik di bidang fisika nuklir. Inti super berat biasanya didefinisikan sebagai inti yang kaya akan proton dan neutron. Hingga saat ini penelitian eksperimen terus melakukan sintesis unsur melalui reaksi fusi panas atau reaksi fusi dingin untuk menemukan *double magic nuclei* di daerah inti super berat. Unsur dengan $Z = 107-112$ dan $Z = 113$ masing-masing disintesis melalui fusi dingin di GSI dan RIKEN, saat memproduksi $Z = 112$ dan $Z = 113$, *cross section* fusi yang dihasilkan sangat kecil. Untuk mengatasi masalah, unsur dengan $Z = 112-118$ disintesis melalui fusi panas di Dubna [1][2]. Namun, sejak *cross section* dari sintesis unsur super berat sangat kecil, sintesis unsur yang lebih berat sulit untuk dilakukan [3]. Informasi yang tersedia terkait prediksi inti super berat terbatas pada keberadaannya [4].

Fakta tersebut menjadi pekerjaan yang menarik dalam penelitian fisika teori untuk menemukan prediksi inti super berat. Namun, motivasi utama penelitian ini tidak hanya sekedar menemukan prediksi inti super berat, tetapi juga menyelidiki pengaruh beberapa suku tambahan dalam model RMF terhadap prediksi inti super berat, melalui prediksi *double magic nuclei*. Banyak penelitian yang sudah memprediksi *double magic nuclei* di daerah inti super berat, namun, hasilnya berbeda-beda tergantung pendekatan yang digunakan. Hal ini disebabkan karena hingga saat ini, interaksi dasar antara

nukleon yang eksak dan dapat diterima, belum ada, maka tidak heran jika ada banyak teori dan model yang dikembangkan untuk melakukan penyelidikan di daerah ini [5].

Teori makroskopik dan mikroskopik memprediksi bahwa ²⁹⁸114 adalah *double magic nuclei* [3]. Beberapa model *nonrelativistic* dengan gaya Skyrme memprediksi bahwa ²⁹⁸114, ²⁹²120 dan ³¹⁰126 adalah *double magic nuclei*. Sementara sebagian besar model *Relativistic Mean Field* (RMF) memprediksi bahwa ²⁹²120 adalah *double magic nuclei*. Eksperimen mendukung prediksi *double magic nuclei* berdasarkan teori, oleh karena itu, sintesis unsur $Z = 120$, sedang dikerjakan di beberapa laboratorium, seperti di Dubna (Rusia), Riken (Jepang) dan GSI (Jerman) [2].

Ada beberapa model yang dapat digunakan untuk mempelajari inti super berat. Namun, model RMF tampaknya masih memimpin dalam memberikan gambaran yang bagus untuk mempelajari beberapa sifat inti atom [7]. Model RMF merupakan model standar yang menggambarkan inti sebagai sistem nukleon yang berinteraksi satu sama lain dengan mempertukarkan medan meson rata-rata (meson σ , δ , ω , dan ρ) [5].

Dalam beberapa dekade terakhir, energi simetri yang bergantung pada kerapatan sempat menjadi *hot spot* dalam fisika nuklir. Energi simetri yang bergantung kerapatan memberikan peran penting dalam memahami beberapa masalah seperti *astrophysics*, struktur dari sifat inti yang kaya proton atau neutron dan reaksi dinamis dari tumbukan ion berat [3]. Energi simetri yang

bergantung kerapatan dapat mencerminkan efek dalam sifat partikel tunggal dan karakteristik dari *closed shell* dalam inti super berat yang mungkin disebabkan oleh energi simetri yang lebih sesuai dengan batasan eksperimen [3]. Berdasarkan hasil penelitian sebelumnya, diketahui bahwa kopling isovektor-isoskalar dapat menghasilkan energi simetri yang lebih kecil sehingga dapat sesuai dengan batasan eksperimen. Namun, hasil penelitian tersebut mempunyai kelemahan, salah satunya adalah kopling isovektor-isoskalar dalam spektrum energi partikel tunggal untuk neutron tidak memberikan hasil yang sama seperti pada proton. Spektrum energi partikel tunggal neutron dalam $N = 172$ tidak banyak dipengaruhi oleh kopling tersebut. Oleh karena itu penelitian tersebut perlu diperbaiki dengan model *fitting* yang lebih baik [3].

Untuk mengatasi masalah tersebut, diperlukan suku tambahan dalam model RMF. Kontribusi dari tensor dan pertukaran suku elektromagnetik mungkin bisa menjadi solusi untuk memperbaiki model *fitting* yang lebih baik. Tensor banyak difokuskan untuk mengamati efek dalam inti berhingga dan sifat spektrum partikel tunggal. Disatu sisi kontribusi tensor yang relatif besar dibutuhkan untuk meningkatkan prediksi spektrum energi partikel tunggal, tetapi di sisi lain konstanta kopling tensor yang tidak terlalu besar lebih diperlukan untuk meningkatkan prediksi sifat inti berhingga. Sedangkan pencantuman yang tepat dari pertukaran suku elektromagnetik penting untuk masalah spesifik seperti koreksi simetri isospin [7].

Pengaruh kopling isovektor-isoskalar, tensor dan pertukaran elektromagnetik mungkin akan sangat berperan untuk memperbaiki model *fitting* yang lebih baik, selain itu kita juga dapat menyelidiki pengaruh dari ketiga suku tersebut terhadap prediksi inti super berat.

2. Metode Penelitian

Metode penelitian yang digunakan adalah perhitungan teoritis secara analitik dan numerik dengan berdasarkan model medan rata-rata relativistik (RMF). Dalam penelitian ini, terlebih dahulu akan dilakukan *fitting* data eksperimen secara numerik untuk mendapatkan nilai parameter dari setiap parameter set. Selanjutnya dilakukan ekstrapolasi inti super berat. Hasil ekstrapolasi tersebut digunakan untuk memprediksi energi ikat tiap partikel, prediksi *double magic nuclei* melalui perhitungan δ_{2p} dan δ_{2n} , ketebalan kulit neutron dan jari-jari muatan. Untuk menyelidiki pengaruh koping tensor, isovektor-isoskalar dan pertukaran elektromagnetik, parameter set yang kami gunakan divariasikan menjadi 7 keadaan yang berbeda, yakni: (1) P0, (2) PT00, (3) PT40, (4) PT55, (5) PTE00, (6) PTE40, (7) PTE60.

Model yang digunakan dalam penelitian ini adalah model RMF termodifikasi, yang dikembangkan dengan menambahkan kontribusi tensor, interaksi silang meson $\rho\omega$ dan pertukaran elektromagnetik ke dalam model RMF standar. Adapun persamaan tersebut adalah sebagai berikut:

$$\mathcal{L}_N = \sum_{j=1}^A \bar{\psi}_j [i\gamma^\mu \partial_\mu - M] \psi_j$$

Merupakan Lagrangian untuk nucleon bebas yang ditulis dalam persamaan Dirac.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_\sigma^2 \phi^2) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} - m_\omega^2 V_\mu V^\mu \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} - m_\rho^2 R_\mu R^\mu \right) \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{d} \partial^\mu \vec{d} - m_\delta^2 \vec{d}^2) - \frac{1}{2} \partial^\nu A^\mu \partial_\nu A_\mu \end{aligned}$$

Merupakan persamaan Lagrangian untuk meson bebas dan photon yang ditulis dalam persamaan Klein Gordon

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LIN} = & \sum_{j=1}^A \bar{\psi}_j \left(g_\sigma \phi - g_\omega \gamma^\mu V_\mu - \frac{1}{2} g_\rho \gamma^\mu \tau R_\mu + g_\delta \vec{d} \right. \\ & \left. - e A^\mu \frac{1 + \tau_0}{2} \gamma_\mu \right) \psi_j \end{aligned}$$

Merupakan persamaan Lagrangian interaksi, yang menggambarkan interaksi antara nucleon dan meson serta nucleon dan photon.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NONLIN} = & - \left(\frac{k_3}{6M} g_\sigma m_\sigma^2 \phi^3 + \frac{k_4}{24M^2} g_\sigma^2 m_\sigma^2 \phi^4 \right) \\ & + \frac{1}{24} \xi_0 g_\omega^2 (V_\mu V^\mu)^2 \end{aligned}$$

Merupakan persamaan Lagrangian isoskalar nonlinear. Keadaan nonlinear ini menggambarkan interaksi antar meson saat kerapatan tinggi.

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

Merupakan persamaan Lagrangian suku tensor.

$$\mathcal{L}_{\rho\omega} = \frac{\eta_{2\rho}}{4M^2} g_\omega^2 m_\rho^2 V_\mu V^\mu R_\mu R^\mu$$

Merupakan persamaan Lagrangian interaksi silang isovektor-isoskalar.

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

Merupakan persamaan Lagrangian pertukaran elektromagnetik. Pertukaran elektromagnetik merupakan bagian dari interaksi Coloumb. Interaksi Coloumb sendiri terbagi menjadi dua bagian, yakni bagian Hartree dan fock (pertukaran elektromagnetik). Banyak penelitian yang mengabaikan suku fock ini dikarenakan sulitnya perhitungan, namun penelitian ini berusaha untuk tidak mengabaikannya, tetapi diimplementasikan dengan pendekatan LDA [8].

Dengan M adalah massa nukleon; m_σ , m_δ , m_ω , m_ρ masing-masing merupakan massa meson sigma, delta, omega dan rho; ϕ , V^μ , R^μ masing-masing adalah harga ekspektasi untuk medan meson sigma (σ), meson omega (ω), dan meson rho (ρ); A^μ adalah medan photon; g_σ , g_δ , g_ω , g_ρ masing-masing adalah konstanta kopling meson sigma (σ), meson delta (δ), meson omega (ω), dan meson rho (ρ); f_ω , f_ρ menyatakan tensor kopling untuk meson ω dan meson ρ ; C_{EXC}^{EM} merupakan pertukaran suku elektromagnetik dan $\eta_{2\rho}$ merupakan kopling isovektor-

isoskalar. Dari persamaan Lagrangian di atas, dapat diturunkan persamaan gerak dengan menggunakan persamaan Euler Lagrange untuk mendapatkan kerapatan hamiltonian dan kerapatan energi.

3. Hasil dan Pembahasan

Penelitian ini lebih ditekankan untuk menyelidiki bagaimana pengaruh kopling tensor, isovektor-isoskalar ($\eta_{2\rho}$) dan pertukaran elektromagnetik (C_{EXC}^{EM}) terhadap prediksi inti super berat. Oleh karena itu, parameter set yang digunakan dalam penelitian ini dibuat dalam tujuh variasi yang berbeda, yaitu P0 (tanpa tensor, $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM}); PT00 (plus tensor, tanpa $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM}), PT40 (plus tensor dengan $\eta_{2\rho} = 0.04$); PT55 (plus tensor dengan $\eta_{2\rho} = 0.055$); PTE00 (plus tensor dan C_{EXC}^{EM}), PTE40 (plus tensor dan C_{EXC}^{EM} dengan $\eta_{2\rho} = 0.04$); PTE60 (plus tensor dan C_{EXC}^{EM} dengan $\eta_{2\rho} = 0.06$).

Nilai parameter dari setiap parameter set diperoleh dengan melakukan *fitting* terhadap data eksperimen. Penelitian ini menggunakan data eksperimen energi ikat untuk 31 inti, jari-jari rms untuk 21 inti, jari-jari difraksi untuk 18 inti dan ketebalan permukaan untuk 16 inti dengan bobot masing-masing 0.15%, 1.5%, 0.5% dan 0.5%. Inti yang digunakan terletak dalam beberapa rantai isotop dan isoton yang terbagi dalam inti ringan, inti sedang dan inti berat. Data eksperimen yang digunakan dalam fitting diperoleh dalam referensi [9].

Hasil *fitting* yang telah didapat oleh tiap parameter set menjadi input dalam prediksi sifat materi nuklir. Hasil prediksi sifat materi nuklir ditunjukkan dalam Tabel 3.1.

Tabel 3.1: Prediksi sifat materi nuklir yang diprediksi oleh tiap parameter set dalam kerapatan saturasi.

Parameter set	E/A	K_0	J	L
P0	-16.6	231.2	43.39	129.96
PT00	-16.2	222	37.84	112.71
PTE00	-15.9	219	35.37	105.38
PT40	-16.1	222	31.32	49.03
PTE40	-15.8	220	30.19	52.31
PT55	-16.1	223	29.60	42.3
PTE60	-15.8	218	28.19	43.6

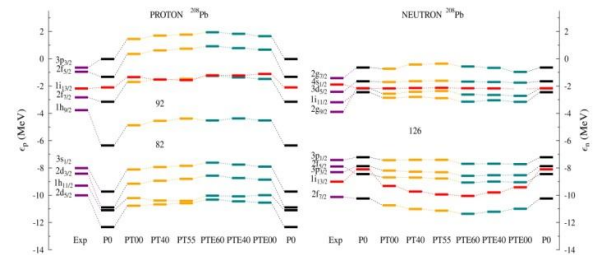
Dengan E/A merupakan energi ikat tiap partikel, J merupakan energi simetri, L merupakan kemiringan atau gradien dari energi simetri, K_0 merupakan *incompressibility* dan K_{sym} merupakan *curvature*. Sebelumnya, kita bandingkan prediksi beberapa sifat materi nuklir dari setiap parameter set dengan batasan yang digunakan dalam penelitian ini, dimana batasan untuk E/A $\sim$ -16 MeV, $J = 25$ -35 MeV, $L = 25$ -115 MeV dan $K_0 = 190$ -270 MeV. Batasan tersebut tidak terlalu ketat, namun secara keseluruhan cocok dengan eksperimen [10][11].

Dengan membandingkan semua prediksi materi nuklir yang didapat dari setiap parameter set, terlihat bahwa prediksi materi nuklir, khususnya J dan L yang dihasilkan parameter set P0 jauh dari batasan yang ditetapkan. Sementara prediksi materi nuklir dari

parameter set yang lain, secara keseluruhan berada dalam batasan tersebut. Khusus untuk parameter set PT00 dan PTE00, meskipun prediksi energi simetrinya tidak masuk dalam batasan yang ditetapkan, namun prediksi tersebut dianggap tetap berada dalam batas, dikarenakan penyimpangan yang tidak terlalu besar.

Jika kita membandingkan antara parameter set P0 dan PT00, pengaruh tensor memberikan kontribusi yang sangat besar dalam merubah prediksi sifat materi nuklir. Dengan adanya tensor, prediksi sifat materi nuklir menjadi lebih kecil dan lebih mendekati batasan yang ditetapkan. Tambahan $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM} membuat prediksi sifat materi nuklir menjadi semakin kecil lagi. Berdasarkan prediksi sifat materi nuklir tersebut, kita akan menyelidiki efek dari ketiga suku tersebut terhadap prediksi inti superberat.

Sebelum membahas prediksi inti superberat, kami akan membuktikan sifat inti atom ^{208}Pb sebagai *double magic nuclei* untuk memastikan ketepatan parameter set yang digunakan. Gambar 3.1 memperlihatkan spektrum energi partikel tunggal proton dan neutron dari ^{208}Pb yang diprediksi oleh tiap parameter set. Spektrum tersebut juga menampilkan data eksperimen ^{208}Pb yang diperoleh dari



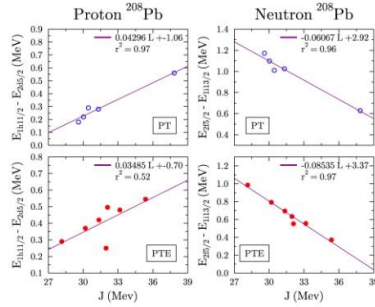
[12] untuk membandingkan prediksi tiap parameter set.

Gambar 3.1: Spektrum energi partikel tunggal proton dan neutron ^{208}Pb yang diprediksi oleh tiap parameter set.

Celah besar spektrum energi partikel tunggal dalam data eksperimen terlihat jelas pada $Z=82$ dan $N=126$, yang mengindikasikan bahwa ^{208}Pb adalah *double magic nuclei*. Semua parameter set juga menunjukkan celah besar pada $Z = 82$ dan $N = 126$. Namun, semua parameter set tersebut menunjukkan adanya celah besar lain di atas energi Fermi dalam bingkai proton, antara level $1h_{9/2}$ dan $2f_{7/2}$ pada $Z = 92$. Kenyataan tersebut memang bertentangan dengan eksperimen, meskipun demikian, sebagian besar model RMF tampaknya selalu menunjukkan celah besar pada level tersebut [12][13]. Peristiwa tersebut masih menjadi kelemahan dalam model RMF.

Berdasarkan gambar spektrum energi partikel tunggal tersebut, kita dapat melihat pengaruh energi simetri terhadap pergeseran energi, baik untuk proton maupun neutron yang ditunjukkan dalam Gambar 3.2. Pergeseran energi akan lebih jelas terlihat dalam celah antara level $2d_{5/2}$ dan $1h_{11/2}$ untuk proton dan celah antara level $2f_{5/2}$ dan $2i_{13/2}$ untuk neutron. PT menunjukkan parameter set tanpa tambahan C_{exc} dan PTE menunjukkan parameter set dengan tambahan C_{exc} . r^2 menunjukkan seberapa kuat hubungan yang diperoleh antara kedua

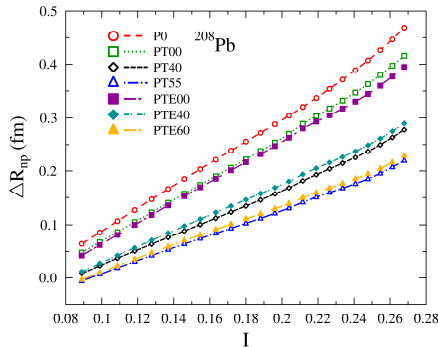
variabel. Semakin besar nilai r^2 menyatakan bahwa hubungan antara kedua variabel semakin kuat.



Gambar 3.2. Korelasi level energi dalam spektrum energi partikel tunggal ^{208}Pb terhadap energi simetri.

Dalam gambar tersebut terlihat bahwa pergeseran energi terhadap J menghasilkan nilai r^2 yang besar, yang menunjukkan bahwa pergeseran energi pada spektrum partikel tunggal dipengaruhi oleh energi simetri. Namun, dalam gambar tersebut, terlihat hubungan yang kurang kuat antara pergeseran energi proton ($1h_{11/2} - 2d_{5/2}$) terhadap energi simetri maupun kemiringan dengan menggunakan parameter set PTE.

Sifat lain yang dapat diselidiki dari inti atom ^{208}Pb adalah ketebalan kulit neutron yang ditunjukkan dalam gambar 3.3. Fungsi neutron berlebih (I) untuk ^{208}Pb adalah sebesar 0.212, yang didapat dari persamaan $(N-Z)/A$ [13]. Semakin besar I menunjukkan jumlah neutron yang semakin banyak. Tentu saja, dengan semakin banyaknya neutron, ketebalan kulit neutron pasti akan meningkat sesuai dengan gambar.



Gambar 3.3. Prediksi ketebalan kulit neutron ^{208}Pb terhadap fungsi neutron berlebih I .

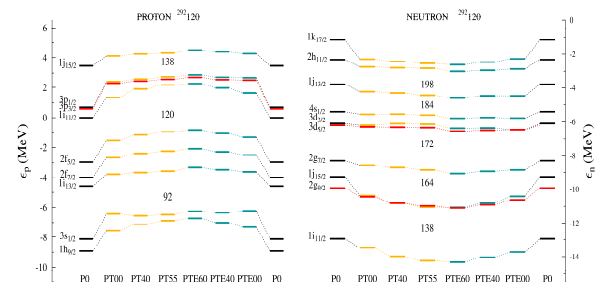
Telah diketahui bahwa, ketebalan kulit neutron pada inti berat seperti ^{208}Pb sensitif terhadap perbedaan energi simetri [3][14]. Sebelumnya telah dibahas bahwa tambahan kopling tensor, isovektor-isoskalar dan pertukaran elektromagnetik akan menghasilkan energi simetri yang lebih kecil. Parameter set dengan energi simetri yang lebih kecil dapat menghasilkan prediksi ketebalan kulit neutron yang lebih kecil, seperti hasil pekerjaan orang lain. Jika kita bandingkan parameter set PT00 terhadap PT40 dan PT55 atau membandingkan parameter set PTE00 terhadap PTE40 dan PTE60,

tampak bahwa parameter set dengan $\eta_{2\rho}$ yang besar menunjukkan prediksi ketebalan kulit neutron yang lebih kecil. Hal ini disebabkan karena $\eta_{2\rho}$ yang besar menghasilkan prediksi energi simetri yang lebih kecil.

Namun, prediksi ketebalan kulit neutron yang ditunjukkan dalam penelitian ini sedikit berbeda ketika ada tambahan C_{EXC}^{EM} . Kita dapat membandingkan prediksi ketebalan kulit neutron antara parameter set PT55 terhadap PTE60, atau PT40 terhadap PTE40. Dengan pengaruh dari ketiga suku tersebut, parameter set PTE60 mempunyai prediksi energi simetri yang lebih kecil dari PT55, namun prediksi ketebalan kulit neutron yang dihasilkan parameter set PT55 masih lebih kecil dari PTE60. Perbedaan tersebut disebabkan pengaruh kuat oleh pertukaran elektromagnetik C_{EXC}^{EM} , dimana suku tersebut lebih banyak membawa pengaruh *repulsive* terhadap prediksi ketebalan kulit neutron, sehingga prediksi yang dihasilkan parameter set PTE60 lebih besar dari PT55. Hal yang sama juga dialami oleh parameter set PT40 dan PTE40.

Selanjutnya, kita akan membahas sifat prediksi inti super berat. Ada banyak model yang memprediksi *double magic nuclei* pada inti super berat dengan prediksi yang berbeda-beda, namun sebagian besar model RMF memprediksi bahwa $^{292}120$ adalah *double magic nuclei*. Celah besar pada $Z = 120$ dan $N = 172$ yang ditunjukkan pada Gambar 3.4, mengindikasikan bahwa $^{292}120$ adalah *double magic nuclei*, sesuai dengan prediksi model RMF.

Berdasarkan gambar, terlihat bahwa pergeseran energi tiap level yang ditunjukkan oleh tiap parameter set menunjukkan adanya perbedaan yang signifikan. Perbedaan tersebut tentu saja dipengaruhi oleh tambahan tensor, $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM} . Pengaruh dari ketiga suku tersebut menunjukkan sifat yang sama seperti pada spektrum energi partikel tunggal ^{208}Pb . Tambahan tensor dalam spektrum energi proton $^{292}120$ dapat meningkatkan pergeseran energi tiap level, sementara pada neutron tambahan tensor dapat menurunkan pergeseran energi tiap level.



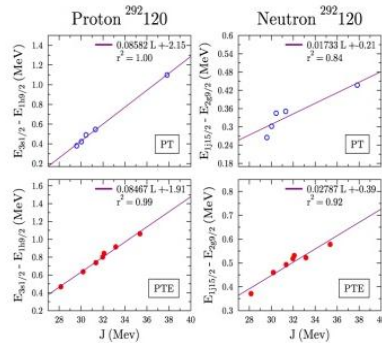
Gambar 3.4. Spektrum energi partikel tunggal proton dan neutron $^{292}120$ yang diprediksi oleh tiap parameter set.

Tambahan C_{EXC}^{EM} pada spektrum energi proton $^{292}120$ lebih banyak membawa pengaruh *repulsive*, sementara pada neutron, C_{EXC}^{EM} lebih banyak membawa pengaruh *attractive*. Kita dapat melihat pengaruh C_{EXC}^{EM} tersebut dengan membandingkan parameter set antara PT00, PT40, PT55 terhadap parameter set PTE00, PTE40, PTE60. Pada proton, pengaruh C_{EXC}^{EM} dalam parameter PTE00, PTE40 dan PTE60, menyebabkan pergeseran energi pada level $2f_{5/2}$ lebih besar. Sementara pada

neutron, pengaruh C_{EXC}^{EM} dalam parameter PTE00, PTE40 dan PTE60, menyebabkan pergeseran energi pada level $2g_{7/2}$ lebih kecil.

Pengaruh $\eta_{2\rho}$ yang ditunjukkan pada spektrum energi di atas juga menunjukkan pengaruh yang sama seperti pada Pb, hanya saja pengaruh $\eta_{2\rho}$ pada neutron $^{292}120$ terlihat lebih signifikan. Pada spektrum energi proton, pengaruh $\eta_{2\rho}$ mempunyai hubungan yang linear terhadap pergeseran energi, dimana tambahan $\eta_{2\rho}$ yang semakin besar menyebabkan pergeseran energi (khususnya pada level $2f_{5/2}$) menjadi semakin besar pula. Sebaliknya, pada neutron, tambahan $\eta_{2\rho}$ yang semakin besar menyebabkan pergeseran energi (khususnya pada level $2g_{7/2}$) menjadi semakin kecil.

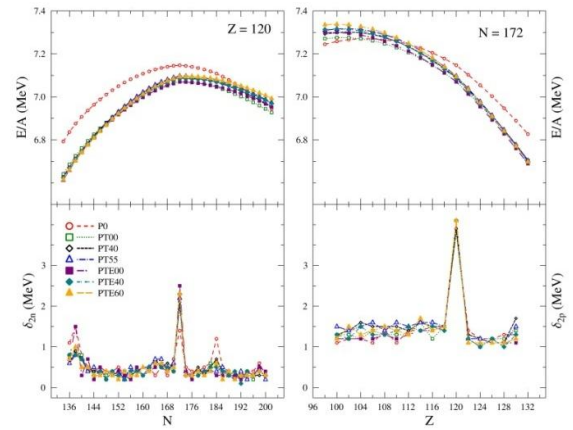
Berdasarkan gambar spektrum energi partikel tunggal tersebut, kita juga dapat melihat pengaruh energi simetri terhadap pergeseran energi, baik untuk proton maupun neutron yang ditunjukkan dalam Gambar 3.5. Pengaruh tersebut akan lebih jelas terlihat dalam celah antara level $1h_{9/2}$ dan $3s_{1/2}$ untuk proton dan celah antara level $2g_{9/2}$ dan $1j_{15/2}$ untuk neutron.



Gambar 3.5 Hubungan pergeseran energi terhadap energi simetri pada proton (antara level $1h_{9/2}$ dan $3s_{1/2}$) dan neutron (antara level $2g_{9/2}$ dan $1j_{15/2}$).

Berdasarkan gambar tersebut terlihat bahwa pergeseran energi dalam spektrum energi proton, baik dengan menggunakan parameter set PT maupun PTE, punya hubungan yang kuat dengan energi simetri. Pergeseran energi proton tampaknya tidak masalah menggunakan parameter set apapun. Hasil yang ditunjukkan melalui Gambar 3.5 sudah memecahkan masalah dalam referensi [3]. Sebelumnya telah dibahas, bahwa dalam referensi [3], hubungan antara pergeseran energi neutron terhadap energi simetri tidak sekuat proton, namun dengan menggunakan parameter set PTE, seperti PTE00, PTE40 dan PTE60, hubungan antara pergeseran energi neutron terhadap energi simetri menjadi lebih kuat terbukti dengan nilai r^2 simetri energi = 0.92.

Untuk meyakinkan bahwa $^{292}120$ memang diduga sebagai *double magic nuclei*, kita dapat melihat hasil perhitungan δ_{2p} dan δ_{2n} pada inti atom $^{292}120$ yang ditunjukkan pada Gambar 3.6.

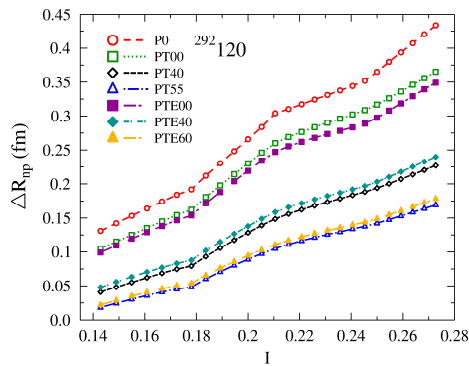


Gambar 3.6: Prediksi energi tiap partikel (E/A), hasil perhitungan δ_{2p} dan δ_{2n} sepanjang isotop $Z = 120$ dan isoton $N = 172$ yang diprediksi oleh tiap parameter set.

Puncak pada $N = 172$ sepanjang isotop $Z = 120$ dan puncak pada $Z = 120$ sepanjang isoton $N = 172$ memperkuat dugaan bahwa $Z = 120$ dan $N = 172$ merupakan pasangan *double magic number*. Jika kita perhatikan grafik energi ikat tiap partikel (E/A) dari $^{292}120$, terlihat bahwa penambahan tensor, $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM} hanya menghasilkan sedikit perbedaan untuk semua parameter set terkecuali P0. Pengaruh dari ketiga suku tersebut sedikit meningkatkan prediksi energi ikat. Prediksi energi ikat $^{292}120$ adalah sekitar 7.1 MeV.

Hal yang sama seperti prediksi E/A juga terlihat dalam perhitungan δ_{2p} dan δ_{2n} di atas. Pada grafik δ_{2n} , pengaruh C_{EXC}^{EM} terlihat lebih dominan, dimana parameter set dengan tambahan C_{EXC}^{EM} menghasilkan perhitungan δ_{2n} yang lebih tinggi dibandingkan parameter set tanpa tambahan C_{EXC}^{EM} . Sementara parameter set tanpa tambahan ketiga suku tersebut, seperti P0 menghasilkan perhitungan δ_{2n} yang lebih kecil. Dalam grafik δ_{2p} pada puncak tertinggi $Z = 120$, adanya tambahan tensor, $\eta_{2\rho}$ dan C_{EXC}^{EM} tampak tidak memberikan kontribusi yang besar. Pengaruh dari ketiga suku tersebut hanya menghasilkan perhitungan δ_{2p} yang sedikit lebih tinggi. Hasil perhitungan δ_{2p} oleh parameter set P0 terlihat menunjukkan hasil yang sama seperti parameter set lainnya. Seperti yang kita ketahui, biasanya parameter set P0 cenderung berbeda dengan keenam parameter set lainnya. Hal ini menunjukkan bahwa ketiga suku tersebut memang tidak memberikan kontribusi yang besar terhadap hasil perhitungan δ_{2p} sepanjang rantai isoton $N = 172$.

Sifat lain yang dapat kita selidiki dari $^{292}120$ adalah ketebalan kulit neutron yang ditunjukkan pada Gambar 3.7. Fungsi neutron berlebih (I) untuk $^{292}120$ adalah sebesar 0.18. Prediksi ketebalan kulit neutron pada $^{292}120$ tampak ada perubahan kemiringan setelah melewati $I = 0.18$. Perubahan kemiringan mengindikasikan ditemukannya prediksi *double magic nuclei* seperti dalam referensi [14]. Hal ini memperkuat dugaan bahwa $^{292}120$ adalah *double magic nuclei*.



Gambar 3.7: Prediksi ketebalan kulit neutron $^{292}_{120}$ sebagai fungsi neutron berlebih (I) yang diprediksi oleh tiap parameter set.

Sama seperti ^{208}Pb , parameter set dengan tambahan $\eta_{2\rho}$ yang besar akan menghasilkan prediksi ketebalan kulit neutron yang kecil dikarenakan prediksi energi simetri yang kecil. Namun prediksi ketebalan kulit neutron tersebut menjadi berbeda ketika ditambahkan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$. Tambahan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$ dan $\eta_{2\rho}$ memang menghasilkan prediksi energi simetri yang semakin kecil seperti yang ditunjukkan dalam Tabel 3.1, namun prediksi ketebalan kulit neutron ternyata masih lebih besar jika dibandingkan dengan parameter set tanpa $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$. Hal ini dapat dilihat antara parameter set PT55 dengan PTE60 atau antara parameter set PT40 dengan PTE40. Tambahan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$ di sini lebih banyak memberi efek *repulsive* sehingga prediksi ketebalan kulit neutron PTE40 dan PTE 60 menjadi lebih besar dari PT40 dan PT60, meskipun parameter set PTE40 dan PTE60 mempunyai prediksi energi simetri yang lebih kecil. Sementara untuk parameter set dengan tambahan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$ tanpa $\eta_{2\rho}$, seperti PTE00, pengaruh $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$ dalam parameter set tersebut lebih banyak membawa pengaruh *attractive* sehingga prediksi ketebalan kulit neutron dari parameter set PTE00 lebih kecil dari PT00. Terakhir, untuk parameter set P0 menunjukkan prediksi ketebalan kulit neutron yang paling besar, disebabkan karena mempunyai prediksi energi simetri yang paling besar. Prediksi ketebalan kulit neutron jelas sangat dipengaruhi oleh energi simetri.

4. Kesimpulan

Berdasarkan hasil perhitungan dan analisis yang telah dilakukan, kami dapat menarik beberapa kesimpulan. Penambahan kopling tensor, isovektor-isoskalar dan pertukaran elektromagnetik mampu meningkatkan prediksi sifat materi nuklir sehingga lebih sesuai dengan batasan yang telah ditetapkan. Parameter set yang kami gunakan dapat membuktikan bahwa ^{208}Pb adalah *double magic nuclei* sesuai dengan hasil eksperimen. Parameter set kami juga mendukung teori model RMF sebelumnya, yang menyatakan bahwa $^{292}_{120}$ adalah *double magic nuclei*.

Penambahan kopling tensor, isovektor-isoskalar dan pertukaran elektromagnetik telah memecahkan masalah dalam referensi [3]. Pergeseran empiris spektrum energi partikel tunggal untuk neutron $^{292}_{120}$ sudah memberikan

hasil yang sama seperti dalam proton. Pergeseran energi neutron $^{292}_{120}$ ($1j_{15/2} - 2g_{9/2}$) dapat mempunyai hubungan yang kuat terhadap energi simetri dan kemiringan, ketika menggunakan parameter set PTE. Hal ini terbukti dengan nilai r^2 yang mencapai 0.92.

Telah diketahui bahwa prediksi ketebalan kulit neutron sensitif terhadap perbedaan energi simetri. Namun prediksi ketebalan kulit neutron tersebut menjadi berbeda ketika ditambahkan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$. Penambahan $C_{\text{EXC}}^{\text{EM}}$ dapat membawa pengaruh *attractive* dan *repulsive*.

Daftar Acuan

- [1] S. K. Singh, M. Ikram, and S. K. Patra. International Journal of Modern Physics E Vol. **22**, No. 1 1350001 (2003).
- [2] S. K. Biswal, M. Bhuyan, S. K. Singh, and S. K. Patra. International Journal of Modern Physics E (2014).
- [3] Wei-Zhou Jiang. Phys. Rev C **81**, 044306 (2010).
- [4] Michael Bender and Paul-Henri Heenen. ArXiv: 1210.2780v1 [nucl-th] (2012).
- [5] Sulaksono, Anto. *Model Medan Rerata Relativistik II (Aplikasi)*. Depok, Universitas Indonesia (2014).
- [6] Yuri Oganessian. Nuclear Physics In Astrophysics V, Conference Series **337** 012005 (2012).
- [7] A. Sulaksono. International Journal of Modern Physics E Vol. **20** No. 9 (2011).
- [8] Huai-Qiang Gu, Haozhao Liang, Wen Hui Long, Nguyen Van Giai, & Jie Meng. (2013). Phys. Rev C 87 041301.
- [9] P. Klupfel, T. J. Bürvenich, P.G. Reinhard, and J. A. Maruhn. Phys. Rev. C **79** 044306 (2009).
- [10] M. Dutra, O. Lourenco, S. S. Avancini, B. V. Carlson, A. Delvino, D. P. Menezes, C. Providencia, S. Typel, and J. R. Stone. Phys. Rev. C **90** 055203 (2014).
- [11] S. K. Singh, M. Bhuyan, P. K. Panda and S. K. Patra. Nucl. Part. Phys. **40** 085104 (2013).
- [12] A. Sulaksono, T. Mart, and C. Bahri. Phys. Rev. C **71** 034312 (2005).
- [13] M. Bender, K. Rutz, P.G. Reinhard, J. A. Maruhn, and W. Greiner. Phys. Rev C, Vol **60** 034304 (1999).
- [14] M. Warda, X. Vinas, X. Roca-Maza, and M. Centelles. Arxiv: 1003.5225v2 [nucl-th] (2010).