

NÖTRON ENERJİ SPEKTRUMLARININ HESAPLANMASI

Zaur GADIRZADE^{1,a,*}, Özlem ONAY^{2,b}

¹Eskişehir Teknik Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Eskişehir, Türkiye

²Eskişehir Teknik Üniversitesi, PMYO, Eskişehir, Türkiye

^azaur.gadirzade@gmail.com, ORCID: 0000-0002-6851-8653

^boonay@eskisehir.edu.tr, ORCID: 0000-0001-6230-9335

ÖZET

Nükleer füzyon, sömürülen enerji kaynaklarına kıyasla, özellikle sınırsız yakıt rezervleri, doğal nükleer güvenlik ve ihmal edilebilir çevresel etkileri göz önüne alındığında önemli avantajlara sahiptir. Plazmadan gelen nötron emisyonunu ölçerek bir füzyon plazmasındaki yakıt iyonları döteryum (D) ve trityum (T)'un çeşitli özellikleri hakkında bilgi edinmek mümkündür. Nötronlar, yakıt iyonları arasındaki füzyon reaksiyonlarında üretilir ve yayılan nötronların yoğunluğu ve enerji spektrumu, bu iyonların yoğunlukları ve hız dağılımlarıyla ilişkilidir. Bu makalede füzyon nötron ölçümlerinden elde edilen verileri analiz etmek için farklı yöntemleri açıklamaktadır. Çalışmada, İngiltere'deki tokamak füzyon reaktöründe TOFOR uçuş süresi spektrometresi ve manyetik proton geri tepme (MPR) spektrometresi de dahil olmak üzere JET'te toplanan nötron spektrometresi ölçüm verileri kullanılmıştır. Sunulan çalışma, verilen yakıt iyonu dağılımlarından nötron enerji spektrumunun hesaplanmasına dayanmaktadır. Uygun tasarlanmış bir modelin, birçok farklı parametre seti için nötron spektrumunun hesaplanması ve deneysel verilerin en iyi sonuçlanan değerlerin bulunması tahmin edilebilen bir dizi fiziksel parametreye bağlıdır. Bu çalışma, bu tür nötron spektrum hesaplamalarına genel bir bakış sunmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Reaktant Dağılımlar, Kinematik, Termal Spektrumlar.

CALCULATION OF NEUTRON ENERGY SPECTRUM

ABSTRACT

***Sorumlu Yazar (Corresponding Author)**

Atf (Citation): Gadirzade, Z., Onay, Ö., "Nötron Enerji Spektrumlarının Hesaplanması", UMÜFED Uluslararası Batı Karadeniz Mühendislik ve Fen Bilimleri Dergisi, 5(2): 79-94, 2023.

Geliş (Received): 08/11/2023

Kabul (Accepted): 29/12/2023

Yayın (Published): 31/12/2023

Nuclear fusion has significant advantages over exploited energy sources, especially given its unlimited fuel reserves, natural nuclear safety and negligible environmental impacts. By measuring the neutron emission from the plasma, it is possible to obtain information about the various properties of the fuel ions deuterium (D) and tritium (T) in a fusion plasma. Neutrons are produced in fusion reactions between fuel ions, the density and energy of emitted neutrons are related to the density and velocity these ions. This article describes different methods for analyzing data from fusion neutron measurements. The study use neutron spectrometry data collected in JET, including the TOFOR time-of-flight spectrometer and magnetic proton rebound (MPR) spectrometer at the tokamak fusion reactor in England. The presented work is based on the calculation of the neutron energy. Spectrum from the given fuel ion distributions. Calculation of a properly designed model, neutron spectrum for many different parameter sets, and finding the best-resulting values of experimental data depend on a number of predictable physical parameters. This work provides an overview of such neutron spectrum calculations.

Keywords: Reactant Distributions, Kinematics, Thermal Spectra.

1. GİRİŞ

Nükleer füzyon, diğer enerji kaynaklarına kıyasla, özellikle sınırsız yakıt rezervleri, doğal nükleer güvenlik ve ihmal edilebilir çevresel etkileri göz önüne alındığında önemli avantajlara sahiptir.

Füzyon reaksiyonları, hafif elementlerin Coulomb kuvvetlerinin birbirlerini itme eğilimini, “güçlü nükleer kuvvet” ile aşarak bir araya gelmelerine ve başka bir atom çekirdeği oluşturup; nötron ve çok yüksek miktarda enerji açığa çıkarması olarak tanımlanmaktadır. Evrende bulunan dört temel kuvvetten biri olan bu güçlü nükleer kuvvetin, atom çekirdeklerini birbirinden ayrı tutan elektromanyetik kuvvetleri yenebilmesi için çekirdeklerin ısı veya basınç etkisi altında birbirine çok yaklaşması gerekir. Füzyon santrallerinde meydana gelen ana füzyon reaksiyonu, helyum atomları oluşturmak için hidrojen izotopları olan döteryum ve trityumunun nükleer kaynaşması ile meydana gelir. Bu sırada bir nötron ve büyük miktarda enerji açığa çıkar. Günümüzde kullandığımız nükleer enerji, uranyum gibi ağır elementleri parçalayıp farklı elementlere dönüştürürken, füzyon reaksiyonları hafif elementlerin birleşimi sayesinde gerçekleşmektedir. Reaksiyon tipine göre atık maddeler oluştursa da nükleer reaktörler gibi uzun süreli radyoaktif atık üretmemektedir. Füzyon reaktörlerinin nükleer bölgesinin yüksek

ısıya ulaşması ve nötron yüklemesi karşılaşılan en temel sorundur. Bu nedenle füzyon plazmasındaki yakıt iyon yoğunluğunu ve sıcaklığını ölçmek ve aynı zamanda kontrol etmek büyük önem arz etmektedir [1-3].

Füzyon araştırması, füzyon yakıtının sınırlandırılması sorununa iki ana yaklaşım getirmektedir. Bunlardan biri, yakıtın bir plazma biçiminde olduğu ve harici olarak üretilen manyetik alanlar aracılığıyla sınırlandırıldığı “manyetik hapsetme” olarak adlandırılmaktadır. Diğer yaklaşım ise daha sonra kendi ataletiyle sınırlandırılan küçük bir alana sıkıştırmak için bir lazer darbesinin kullanıldığı “atalet hapsi” olarak adlandırılmaktadır [4-6].

Bu makale, yalnızca manyetik sınırlama ve özellikle tokamak reaktörü ile ilgilidir. Çalışmada, İngiltere’de Abingdon dışında bulunan Ortak Avrupa Torus (JET) tokamak reaktöründe, TOFOR uçuş süresi spektrometresi ve manyetik proton geri tepme (MPR) spektrometresi de dahil olmak üzere, toplanan nötron spektrometrisi ölçüm verileri kullanılmıştır [7]. JET, ana yarıçapı (~3m), küçük yarıçapından (~1m) önemli ölçüde daha büyük olan, büyük en-boy oranına sahip tokamak reaktördür. Dünyanın en büyük tokamak reaktörü olan JET, 80-100 m³ plazma hacmin ile, 4T manyetik alana ve 5MA plazma akımına kadar çalışabilmektedir. Ayrıca JET, şu anda trityum ile çalışabilen ve 16 MW’lık füzyon gücü üretilen tek reaktördür kullanılmıştır [7-8].

JET ve dünyadaki diğer tokamak reaktörlerinden elde edilen sonuçlar, şu anda Fransa’nın Cadarache yapım aşamasında olan yeni nesil tokamak reaktör ITER’in bilimsel ve teknolojik temelini oluşturmuştur. JET’ten yaklaşık on kat daha büyük olacak olan ITER reaktör ile, ısıtma gücünden daha fazla füzyon gücü üretilmesi amaçlanmaktadır.

Nötron spektrumları hesaplama yöntemlerini kullanarak, çeşitli plazma senaryoları için nötron emisyonunun farklı parametrik modellerini kurmak mümkündür. Bu çalışmada NBI ile ısıtılan plazmalardaki yakıt iyon yoğunluğunu ve ICRH’li plazmalardaki hızlı D dağılımını tahmin etmek için nötron emisyonunun farklı parametrik modeller kullanılarak nötron enerji spektrumunun hesaplanması ve karşılaştırılması yapılmıştır. Bu kapsamda hesaplanan spektrum yakıt iyonu dağılımının belirli bir modeli, gerçek nötron emisyonu ile uyumunu görmek için ölçülen verilerle karşılaştırılmıştır.

D+T ve D+D reaksiyonları gibi ilgili füzyon reaksiyonlarının çoğu, son durumda iki parçacığa sahiptir, ancak T+T reaksiyonu gibi üç parçacığın üretildiği örnekler de bulunmaktadır. Bu çalışmada hem iki hem de üç cisim reaksiyonları ele alınmıştır. Yakıt

iyonlarının sonlu Larmor yarıçaplarını spektrum hesaplamasına dahil etmek için bir yöntem geliştirilmiştir. Bu etkinin, nötr ışın enjeksiyonu (NBI) ile birlikte iyon siklotron rezonans ısıtmasını (ICRH) kullanan bir plazma senaryosu için ölçülen TOFOR spektrumunun şeklini önemli ölçüde etkilediği görülmüştür.

2. KİNEMATİK

Tokamak reaktörünün ve diğer herhangi bir füzyon enerji deneyinin nihai amacı, üretilen füzyon gücünün, füzyon reaksiyonlarının devam etmesi için dışarıdan sağlanması gereken gücü aştığı bir durum yaratmak ve sürdürmektir. Tokamak plazmasını sabit durumda tutmak için, plazmadan kaybedilen güç P_{loss} , α parçacık gücü P_a ve harici olarak sağlanan ısıtma gücü P_{ext} ile hesaplanmalıdır.

Hesaplanan spektrum yakıt iyonu dağılımının belirli bir modeli, gerçek nötron emisyonu ile uyumlu olup olmadığını görmek için ölçülen verilerle karşılaştırılmalıdır. İyi kurulmuş bir modelin, birçok farklı parametre seti için nötron spektrumunun hesaplanması ve deneysel verilerin en iyi tanımıyla sonuçlanan değerlerinin bulunmasıyla, tahmin edilebilen bir dizi fiziksel parametreye bağlı olması da söz konusu olabilir. Bu kısım nötron spektrum hesaplamalarına genel bir bakış sunmaktadır.

Nötron spektrum hesaplamalarına temel oluşturacak eşitlikler ele alındığında, m_a ve m_b kütleli iki parçacık etkileştiğinde ve n kütleli m_i ($i = 1, 2, \dots, n$) parçacığı ürettiğinde, dört-momentum korunumu şunu gerektirir:

$$P = P_a + P_b = \sum_{i=1}^n P_i, \quad (1)$$

Burada $P_j = (E_j, \mathbf{p}_j)$ j parçacığının dört momentumudur ve $P \equiv (E, \mathbf{p}) \equiv (E_a + E_b, \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b)$ sistemin toplam dört momentumudur. Parçacık 1'in enerjisi için bir denklem, bu denklemin her iki tarafından P_1 çıkarılarak ve karesini alarak elde edilebilir.

$$M^2 + m_1^2 - 2(E E_1 - \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_1) = M_R^2, \quad (2)$$

Burada,

$$M^2 = p^2 = (E_a + E_b)^2 - (\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b)^2 \quad (3)$$

Reaksiyonun değişmez kütleleridir ve $M_R^2 = (\sum_{i=1}^n P_i)^2$, artık parçacıkların değişmez kütleleridir. P_1 ' ifadesini $(E_1^2 - m_1^2)^{\frac{1}{2}}$ ve $u = \mathbf{p}_1/p_1$ şeklinde eşitlikteki yerinde yazılırsa;

$$E_1 - (E_1^2 - m_1^2)^{\frac{1}{2}} \frac{p}{E} \cdot u = \frac{M^2 + m_1^2 - M_R^2}{2E}, \quad (4)$$

genel ifadesi elde edilir. u yönünde yayılan 1 parçacığının enerjisini elde etmek için bu denklem çözülmelidir. (4) denklemini çözmek için M_R 'nin değerini bilmek gerekir. Füzyonla ilgili reaksiyonların çoğu için, son durumda sadece iki parçacık vardır. Bu da M_R 'nin basitçe m_2 'ye eşit olduğu anlamına gelir, ancak daha fazla parçacık varsa M_R , denklem (1) yerine getirildiği sürece herhangi bir değeri alabilir. Son durumda üç parçacığın olduğu durum, T-T füzyon reaksiyonundan nötron spektrumunun hesaplamaları da verilmiştir

Denklem (4) hakkında daha fazla bilgi, onun momentum merkezi sistemindeki (CMS) çözümü, yani toplam momentumun sıfır ve $E=M$ olduğu referans çerçevesi dikkate alınarak elde edilebilir. Yıldız işareti, CMS miktarlarını belirtmek için kullanılır.

$$E_1^* = \frac{M^2 + m_1^2 - M_R^2}{2M}, \quad (5)$$

Böylece, CMS'de parçacık 1'in enerjisi emisyon yönünden bağımsızdır. Ayrıca, E_1^* ifadesini tekrar (4) denkleminde yerine konular. İfade içerisinde p/E 'nin CMS'nin hızı olduğunu kabul edilir ve $\gamma=(1-\beta^2)^{1/2}$ 'yi verir. Orijinal referans çerçevemizden CMS'ye Lorentz dönüşümü:

$$\gamma(E_1 - (E_1^2 - m_1^2)^{\frac{1}{2}} u \cdot \beta = E_1^*, \quad (6)$$

olarak ifade edilir. M ve M_R değişmez kütleleri belirtilmiş olsa da E_1^* 'in değersiz olarak belirlendiği açıktır. Ek olarak, diğer bir referans çerçevesinde, E_1 , u emisyon yönüne bağlıdır. Belirli bir emisyon yönünde, kinematik olarak izin verilen iki E_1 değeri olabileceğini göstermektedir. Bu durum CMS'deki partikül E_1 'in hızının CMS'nin hızı olan β 'dan küçük olduğu durumlarda geçerlidir. Bu koşul eşdeğerdir:

$$\frac{M^2 + m_1^2 - M_R^2}{2m_1} < E, \quad (7)$$

Bu eşitsizliğin geçerli olduğu her durumda, belirli bir u için E_1 için genellikle iki çözüm vardır ve emisyon yönü, CMS'nin hızına göre bir yarıküre ile sınırlıdır. Yine de çift değerli çözüm, füzyon nötron spektrometrisi uygulamaları için büyük bir endişe kaynağı oluşturmamaktadır. Denklem (3) $m_a + m_b \leq M \leq E$ olduğunu varsayarak yazabiliriz:

$$\frac{M^2 + m_1^2 - M_R^2}{2m_1} > \frac{(m_a + m_b)^2 + m_1^2 - M_R^2}{2m_1}, \quad (8)$$

Son ifadeye ilgili kütleler yerleştirildiğinde, ikinci çözümün elde edilebilmesi için toplam

yakıt iyonu kinetik enerjisinin,

$E - m_a - m_b$ 'nin D-T ve D-D reaksiyonları için sırasıyla yaklaşık 70 MeV ve 10 MeV olması gerektiği görülmektedir. Böyle yüksek kinetik enerjiler, bir füzyon plazmasında çok nadirdir.

3. REAKTANT DAĞILIMLARI ÜZERİNDEN ENTEGRASYON

Kinematik kısmında elde edile ifadeler, belirli hızlarda iki yakıt iyonu arasındaki bir füzyon reaksiyonunda üretilen bir nötronun enerjisini bulmak için kullanılabilir. Bununla birlikte, füzyon nötronlarının enerji spektrumunu hesaplamak için, yakıt iyonlarının hız dağılımları ve füzyon reaksiyonunun enine kesiti üzerinden entegre edilmesi de gereklidir.

r konumundan u yönünde yayılan E_n enerjili nötronların sayısı şu şekilde verilir:

$$n(E_n, u, r) = \frac{1}{1+\delta_{ab}} \int_{v_a} \int_{v_b} f_a(v_a, r) f_b(v_b, r) |v_a - v_b| \sigma(v_a, v_b, u) \cdot \delta(E_n - E_1(v_a, v_b, u)) dv_a \cdot dv_b, \quad (9)$$

Füzyon kesitleri genellikle CMS enerjisinin M ve göreli hız $v_1 - v_2$ 'ye göre emisyon açısı θ 'nin bir fonksiyonu olarak formül haline getirilir.

$$\Psi_n(E_n) = \int_r n(E_n, u, r) \Delta\Omega(r) \delta(u - u_{det}(r)) dr, \quad (10)$$

Bu nedenle, (9) integralinde $\sigma(v_a, v_b, u)$ kesitini $\sigma(M, \theta)$ 'ye dönüştürmek gerekir. Bu Jacobian $\frac{\partial\Omega_{CM}}{\partial\Omega}$ ile çarpılarak yapılır,

$$\sigma(v_a, v_b, u) = \sigma(M, \theta) \frac{\partial\Omega_{CM}}{\partial\Omega}, \quad (11)$$

Jacobian için (göreceli) ifade olarak yazılabilir [9].

$$\frac{\partial\Omega_{CM}}{\partial\Omega} = \frac{p_1^2}{\frac{E_a + E_b}{M} p_1 (p_1 - E_1 \cdot u \cdot \beta)}, \quad (12)$$

Son birkaç yıl boyunca, Jacobian kodu, TOFOR ve MPR analizi için nötron spektrumlarını hesaplamak için kullanılmakta ve iyi sonuçlar vermektedir. Kod esas olarak, bir Monte-Carlo denklemi (9) hesaplaması ile nötron enerji spektrumunu tek bir noktadan hesaplamak için geliştirilmiştir. Belirli bir aletin görüş hattının 3 boyutlu modeli üzerinden entegre spektrumu hesaplama imkânı da eklenmiştir, ancak bu işlevsellik bazı performans sorunlarına sahiptir ve

plazma dönüşünü veya tam manyetik alan geometrisini uygun şekilde hesaba katmaz (tamamen toroidal manyetik alan varsayılır). Bu nedenle, en başından beri hacim entegrasyon yetenekleri göz önünde bulundurulurken yakın zamanda başka bir kod geliştirilmiştir. Bu kod, Yönlü Göreceli Spektrum Simülatörü (DRESS) olarak adlandırılır.

3.1. Termal ve ışın-termal spektrumlar

Farklı yakıt iyonu dağılımları için bir nötron spektrumunun nasıl görünebileceğini anlamak için iki özel durumu göz önünde bulundurmak önemlidir. Burada yapılan hesaplamalar D-D ve D-T reaksiyonları gibi bir nötron ve bir atık parçacık üreten füzyon reaksiyonları ile sınırlı tutulmuştur. İlk olarak, her iki yakıt iyonu türünün de termal dengede olduğu durumu ele alınmış ve eşitlik 3.9'un integrali analitik olarak gerçekleştirilmiştir [10]. Bu kapsamda $E_{fus} > k_B T$ varsayımı yapıldığında hesaplamalar oldukça basitleşmektedir. Yapılan bu varsayımla eşitlik, E_{fus} 'un birkaç MeV ve $k_B T$ 'nin 5–30 keV mertebesinde olduğu tipik füzyon plazmalarında her zaman geçerli olacaktır [11]. Spektrum için

$$n_{th}(E_n) = \frac{n_1 n_2}{(1 + \delta_{12}) \sqrt{2m_n \langle E_n \rangle}} (\sigma v)_{th} \left(\frac{m_1 + m_2}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \times \exp \left[- \frac{m_1 + m_2}{m_n} \frac{(E_n - \langle E_n \rangle)^2}{4k_B T \langle E_n \rangle} \right] \quad (13)$$

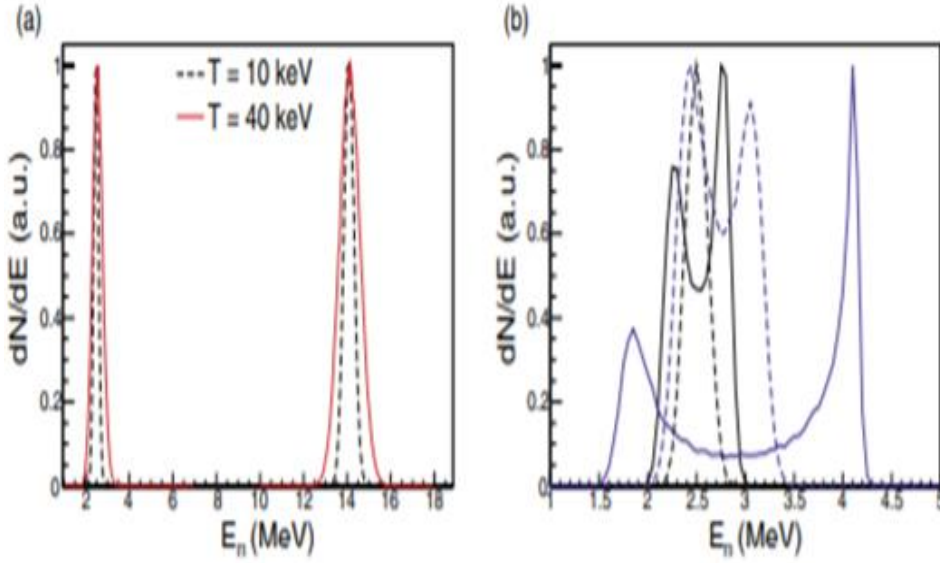
ifadesi elde edilir. Yani ortalama nötron enerjisi E_n merkezli ve standart sapma ile verilen bir Gauss fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu ifade;

$$\sigma = \left(\frac{2k_B T \langle E_n \rangle m_n}{m_1 + m_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

ile verilir.

σ , E_n 'nin sıcaklık bağımlılığından dolayı küçük bir düzeltme ile, sıcaklığın karekökü ile orantılı iyi bir yaklaşımdır [12-13]. Bu nedenle, ölçülen bir termal nötron spektrumundan, spektrumun genişliğinden plazmanın iyon sıcaklığını belirlemek mümkündür. İki farklı sıcaklığa karşılık gelen termal nötron spektrumları Şekil 1.a 'da gösterilmiştir. Diğer önemli özel durum, bir iyon türünün diğerinden çok daha yüksek enerjiye sahip olmasıdır.

Böyle bir iyon ile termal plazmadan bir iyon arasındaki füzyon reaksiyonu, bu makalede ışın-termal reaksiyon olarak adlandırılır.



Şekil 1. (a) İki farklı sıcaklık için D-D ve D-T tepkisinden termal nötron spektrumları. (b) 100 keV (siyah çizgiler) ve 1 MeV (mavi çizgiler) enerjileri olan tek enerjili ışınlar için ışın-termal D-D spektrumları Işın'ın eğim açıları 90° çizgi çizgileri ve 20° dir (kesik çizgiler). Spektrum manyetik alana dik olarak gözlenir ve plazma 10 keV'dir [14]

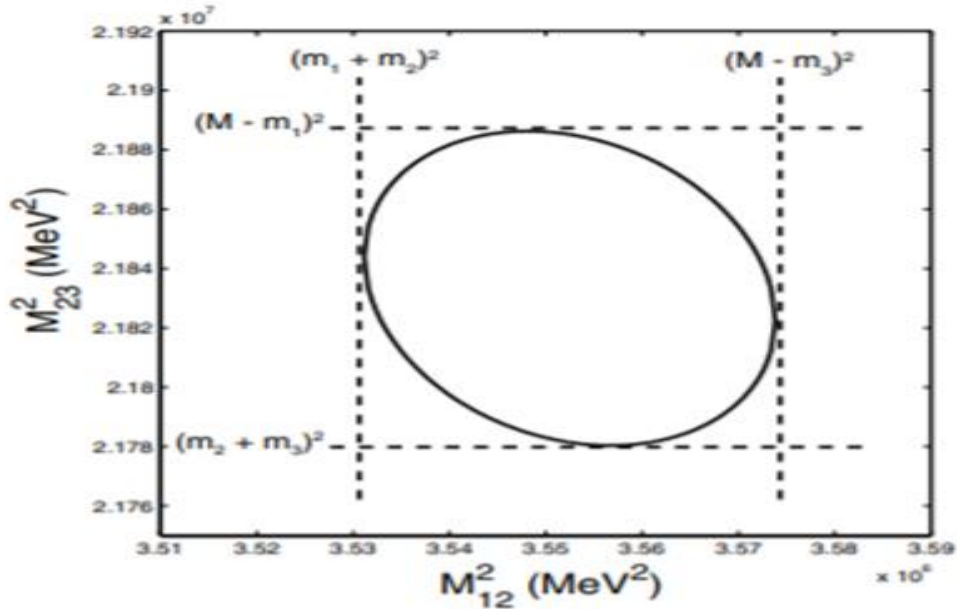
Bu durumda toplam momentum p , hızlı iyonun momentumu olan p_a olur. Nötron spektrumunun manyetik alana dik bir açıyla gözlemlendiği bir durum düşünüldüğünde Larmor salınım hareketi nedeniyle, bazı hızlı iyonlar dedektörden uzaklaşacak ve bazıları ona doğru hareket edecektir. Dedektöre doğru yayılan bir füzyon nötronunun enerjisi, reaksiyonun Larmor yörüngesinin neresinde gerçekleştiğine bağlıdır. Hızlı iyon dedektöre doğru hareket ederken bir reaksiyon meydana gelirse, bu E_n 'nin maksimum pozitif Doppler kaymasına karşılık gelir. Benzer şekilde, Larmor dönüşünün zıt fazında maksimum negatif Doppler kayması olacaktır. Elde edilen spektrum, şekil 1b'de farklı enerjilere ve eğim açlarına sahip tek enerjili kırılgarlar için gösterildiği gibi, karakteristik bir "çift kambur" şekle sahiptir.

Bu durumda toplam momentum p , hızlı iyonun momentumu olan p_a olur. Nötron spektrumunun manyetik alana dik bir açıyla gözlemlendiği bir durumu göz önüne alındığında, Larmor salınım hareketi nedeniyle, bazı hızlı iyonlar detektörden uzaklaşırken bazıları da detektöre doğru hareket edecektir. Detektöre doğru yayılan bir füzyon nötronunun enerjisi, reaksiyonun Larmor yörüngesinin neresinde gerçekleştiğine bağlıdır. Hızlı iyon detektöre doğru hareket ederken bir reaksiyon meydana gelirse, bu E_n 'nin maksimum pozitif Doppler kaymasına karşılık gelir. Benzer şekilde, Larmor dönüşünün zıt fazında da maksimum negatif

Doppler kayması olacaktır. Elde edilen spektrum karakteristik "çift kambur" şekle sahiptir ve farklı enerjilere ve eğim açlarına sahip tek enerjili kırımlar için Şekil 1.b'de gösterilmiştir.

3.2. Gövdeli Son Haller

Bu kısımda özetlenen nötron enerji spektrumunu hesaplamaları, $T(t,2n) 4He(T-T)$ reaksiyonunda nötron spektrumunun şeklini belirlemek ve JET'te gelecekteki bir D-T reaksiyonunda T-T nötronlarından hızlı iyon elde etme potansiyelini araştırmak için kullanılmıştır. Bir D-T reaksiyonu oluşturmak için olası bir yaklaşım, saf bir trityum plazmasından başlamak (duvarlardaki kalıntı döteryumu temizlemek için bir süre hidrojen uygulandıktan sonra) ve döteryum fraksiyonunu kademeli olarak 50/50'lik bir karışıma yükseltmektir. Bu yaklaşım, 1997'de trityumun bir döteryum plazmasına kademeli olarak eklendiği önceki D-T reaksiyonunun tam tersidir. Bu zıt yaklaşım, taşıma, hapsetme ve plazma stabilitesinin hızlı parçacıklardan nasıl etkilendiğine dair, izotop etkilerinin araştırılmasına izin verecektir. Bu amaçla, T-T reaksiyonu nötronların ana kaynağı olduğunda, nötron spektrometrisinin ne ölçüde hızlı iyon verileri sağlayabileceğini araştırmak açısından önem arz etmektedir [15-16].



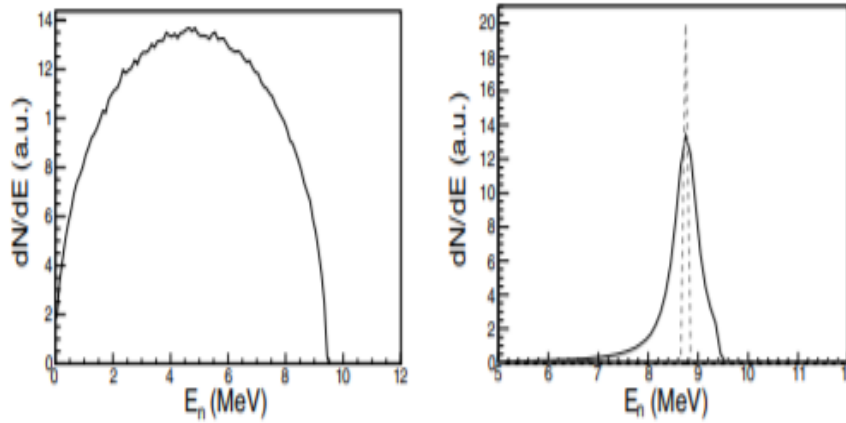
Şekil 2. Dalitz çizim sınırı örneği, yani T-T reaksiyonu için kinematik olarak izin verilen faz uzayı bölgesi. Bu örnekte tritonların ikisi de hareketsizdir, yani $M = 2mt$ ve m_1, m_2 ve m_3 kütleleri sırasıyla nötrona, diğer nötrona ve $4He$ 'ye karşılık gelmektedir [14]

T-T reaksiyonunun kesiti, Şekil 2'de görüldüğü gibi D-D reaksiyonuna benzer. Ancak, iki yerine üç reaksiyon ürünü olduğundan,



nötron spektrumu hesaplamaları, D-D ve D-T durumundan biraz farklıdır. (4) Denklemindeki değişmez kütle MR artık iki çarpım durumunda olduğu gibi tek bir değer yerine bir değer dağılımı alabilir. Olası MR değerleri, bir Dalitz grafiği ile görselleştirilebilen faz uzayında kinematik olarak izin verilen bölgeden belirlenir. Bu, $M_{12}^2 \equiv (p_1 + p_2)^2$ 'ye karşı $M_{34}^2 \equiv (p_3 + p_4)^2$ bir grafiğidir ve reaksiyon ürünlerinin iki alt sisteminin değişmez kütlelerinin karesi olarak ifade edilebilir.

Nötronlardan biri parçacık 1'e karşılık gelecek şekilde seçilirse, M_{23} , M_R 'ye eşit olmaktadır ve M_{12} 'nin minimum değeri $m_1 + m_2$ 'dir (CMS'de duran parçacık 1 ve 2) ve maksimum değer $M - m_3$ 'tür (CMS'de duran parçacık 3). Belirli bir M_{12} değeri için M_{23} aralığı, M_{12} ve partikül kütlelerinden hesaplanmıştır [17]. T-T reaksiyonu için Dalitz grafiğinin sınırlarının bir örneği, soğuk reaktanların sınırlayıcı durumu için, yani her iki yönde hareketsizken ($M = 2m_t$) Şekil 2'de gösterilmiştir. Son durumda parçacıklar arasında etkileşim yoksa Dalitz sınırları içindeki olayların dağılımı tekdüze olacaktır [18].

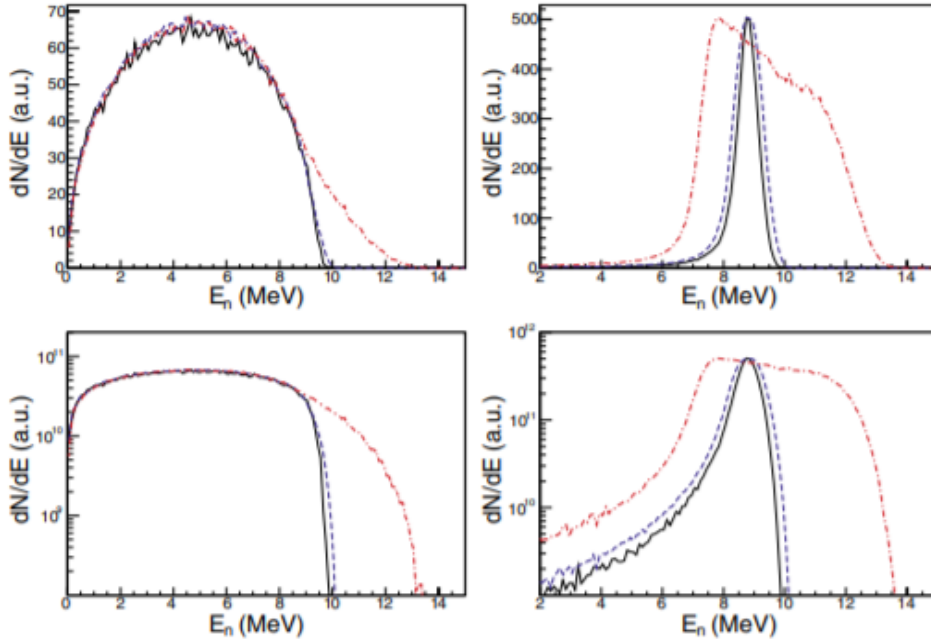


Şekil 3. Solda: Son durum etkileşimleri olmadığında soğuk reaktanlar için hesaplanmış T-T nötron spektrumu. Sağda: Bir nötron ve 4He'nin temel durumda kısa ömürlü bir 5He rezonansı oluşturmak üzere etkileştiği durum. Sağ panelde ayrıca, 5He sabit olsaydı (kesikli çizgi) elde edilecek olan tepe noktası gösterilmektedir [14]

Son durum etkileşimlerinin yokluğunda nötron spektrumu, her Monte Carlo olayı için Dalitz grafiğinin düzgün bir şekilde örneklenmesiyle hesaplanabilir. Böylece nötron enerjisi için denklem (4) çözülürken kullanılan bir $M_{23} = M_R$ değeri elde edilir. Böyle bir spektrum, soğuk reaktanların sınırlayıcı durumu için Şekil 3'ün sol panelinde gösterilmektedir. Bununla birlikte, hızlandırıcı deneyleri [19-20] ve eylemsiz hapsedilmiş füzyon deneyleri nötron spektrumunun şeklini değiştiren son durum etkileşimlerinin gerçekte var olduğunu göstermektedir. E_n 'de önemli değişiklik, nötronlardan birinin 4He ile etkileşimi nedeniyle nötron spektrumunda bir tepenin oluşması ve temel durumda kısa ömürlü bir 5He rezonansının oluşmasıdır. Bu reaksiyon kanalı için dağılım oranının yüzde 5-20 civarında olduğu gözlemlenmektedir. Nötron-nötro etkileşimi uyarılmış durumda 5He rezonansının oluşumu nedeniyle nötron spektrumunun modifikasyonu da gösterilmektedir, ancak karşılık gelen spektral özellikler çok belirgin değildir. Ortalama kütlesi \hat{m} ve bozulma genişliği Γ olan bir rezonans için bu dağılım şu şekilde verilir:

$$f(M_R) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(M_R - m) + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (16)$$

5He için ölçülen \hat{m} ve Γ değerleri elde edilmiştir. Değerler sırasıyla 4.67 GeV/c² ve 648 keV'dir. Nötron enerjilerini hesaplarken bu dağılımdan MR değerlerinin kullanılması, soğuk reaktanlar için Şekil 3'ün sağ panelindeki spektrumu gösterilmektedir. Bu spektrum basitçe $E_n = 8.7$ MeV'de bir tepedir ve Şekil 3, rezonansın bozulma genişliğinin getirdiği genişlemeyi açıkça göstermektedir [2].



Şekil 4. 10 keV'de bir termal plazmadan (siyah düz çizgi), NBI ile ısıtılan bir plazmadan (mavi kesikli çizgi) ve NBI ile ısıtılan bir plazmadan ve 3. harmonik ICRH'den (kırmızı kesikli çizgili çizgi) gelen T-T reaksiyonundan hesaplanan nötron enerji spektrumları. Sol: Son durum etkileşimi yok. Sağda: 5He rezonansı üretildiğinde elde edilen tepe noktası. Spektrumlar aynı tepe yoğunluğuna normleştirildi ve hem lineer (üstte) hem de log ölçeğinde (altta) gösterilmiştir [14]

Burada yapılan hesaplamalarla, farklı sıcaklıklarda termal plazmalar için, T-T nötron spektrumuna bu iki koşulun ilavesi, NBI ile ısıtılmış plazma ve NBI ile 3. harmonik ICRH kombinasyonu da eklenmiştir. Hızlı parçacık dağılımları, 1 boyutlu Fokker-Planck denkleminde hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 4'te gösterilmiştir. Şekil 4, T-T reaksiyonunun son halinin üç cisimli doğasının, ölçülen bir spektrumdan hızlı iyon bilgisi çıkarma girişimlerini karmaşıklaştıracağını göstermektedir.

Spektrumların şekilleri, temeldeki yakıt iyonu dağılımlarına karşı çok hassas değildir; bu durum, örneğin; termal ve ışın-termal bileşenler, D-D veya D-T reaksiyonlarından daha zordur. Bu, özellikle, tek farkın nötron spektrumunun yüksek enerji kuyruğunda ortaya çıktığı, son durum etkileşimlerinin olmadığı dal için (Şekil 4'te sol panel) belirgindir [21].

Bunun istisnası, termal ve NBI bileşenlerine kıyasla belirgin şekilde farklı bir şekle sahip olan 3. harmonik ICRH ve NBI'dan gelen 5He rezonans spektrumudur ancak iki bileşenle sınırlı değildir. Yapılan çalışma istenilen bir Dalitz grafiği verilen T-T spektrumunu

hesaplamak için kullanmıştır. Nötron spektrometri uygulamaları için T-T reaksiyonunun kullanılmasıyla ilgili temel sorun, Dalitz grafiğinin iyi bilinmemesidir. Bununla birlikte farklı reaksiyon kanalları ve bunların enerji bağımlılığı arasındaki dallanma oranlarını tam olarak açıklayamaması, reaksiyon kanallarının spektruma hangi noktada önemli katkılar sağladığı konusu net bilinmemesi trityum baskın plazmalarda herhangi bir kantitatif hızlı iyon teşhisi için, nötron spektrometrisini kullanmayı zorlaştırmaktadır. Diğer yandan, JET'teki T-T deneylerinden elde edilen nötron spektrometre verileri, nükleer fizik açısından, çeşitli reaktant enerjileri için T-T reaksiyonu hakkında daha fazla veri sağlayacağı düşünüldüğünden önem taşımaktadır.

4. SONUÇLAR

Sonuç olarak, termal ve NBI bileşenlerine kıyasla belirgin şekilde farklı bir şekle sahip olan 3. harmonik ICRH ve NBI'dan gelen 5He rezonans spektrumdur. Yukarıda tartışılan iki bileşenle sınırlı değildir, keyfi yapıya sahip bir Dalitz grafiği verilen T-T spektrumunu hesaplamak için kullanılabilir. Nötron spektrometri uygulamaları için T-T reaksiyonunun kullanılmasıyla ilgili temel sorun, Dalitz grafiğinin iyi bilinmemesidir. Yukarıda belirtilen birkaç mevcut referans, farklı reaksiyon kanalları ve bunların enerji bağımlılığı arasındaki dallanma oranlarının tam bir resmini vermez, hangi reaksiyon kanallarının spektruma önemli katkılar sağladığı konusunda bile çelişkiler vardır. Bu gerçek muhtemelen trityum baskın plazmalarda herhangi bir hızlı iyon teşhisi için nötron spektrometrisini kullanmayı zorlaştıracaktır. Öte yandan, JET'teki T-T deneylerinden elde edilen nötron spektrometri verileri, nükleer fizik açısından çok ilginç olacaktır, çünkü çok çeşitli reaktör enerjileri için T-T reaksiyonu hakkında daha fazla veri sağlayacaktır

KAYNAKÇA

- [1] D. Meade, "50 years of fusion research," Nuclear Fusion, vol. 50, no. 1, s. 014004, 2010.
- [2] J. Källne, L. Ballabio, J. Frenje, S. Conroy, G. Ericsson, M. Tardocchi, E. Traneus ve G. Gorini, "Observation of Magnetically Confined Alpha Particle Knock-On Neutron Emission DT Fusion Plasmas," Physical Review Letters, 85, s. 1246–1249, 2000.

- [3] C. Hellesen, M. Albergante, EA Sundén, L. Ballabio, S. Conroy, G. Ericsson, MG Johnson, L. Giacomelli, G. Gorini, A. Hjalmarsson, I. Jenkins, J. Källne, E . “Neutron spectroscopy measurements and modeling of neutral beam heating fast ion Dynamics” Plasma Physics and Controlled Fusion, 52, no. 8, s. 085013, 2010.
- [4] J. Wesson, Tokamaks. International Series of Physics Monographs, Oxford University Press, 2011.
- [5] D. Tilley, C. Cheves, J. Godwin, G. Hale, H. Hofmann, J. Kelley, C. Sheu ve H. Weller, “Energy levels of light nuclei /A=5, 6, 7 ” Nuclear Physics, A, 1-2, s. 3 – 163, 2002.
- [6] P. Martin ve G. Shaw, Particle Physics. Manchester Physics Series, John Wiley & Sons, 2008.
- [7] M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano ve P. Rebut, “The scientific success of JET” Nuclear Fusion, vol. 41, no. 12, s. 1925, 2001.
- [8] M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano, P. Lomas, P. Thomas, M. Watkins, P. Andrew, B. Balet, D. Borba, C. Challis, I. Coffey, G. Cottrell , HD Esch, N. Deliyanakis, A. Fasoli, C. Gowers, H. Guo, G. Huysmans, T. Jones, W. Kerner, R. König, M. Loughlin, A. Maas, F. Marcus, M. Nave, F. Rimini, G. Sadler, S. Sharapov, G. Sips, P. Smeulders, F. Söldner, A. Taroni, B. Tubbing, M. von Hellermann ve D. Ward, “High fusion performance from deuterium-tritium plasmas in JET” Nuclear Fusion, vol. 39, no. 2, s. 209, 1999.
- [9] V.B. Anykeyev, V.P. Zhigunov, A.A. Spiridonov, “On the choice of minimization parameters using the 4-momentum conservation law for particle momenta improvement “ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 199, 3, 465-468, 1992.
- [10] B. Appelbe ve J. Chittenden, “Relativistically correct DD and DT neutron spectra,” High Energy Density Physics, vol. 11, pp. 30 – 35, 2014.
- [11] H. Brysk, Fusion neutron energies and spectra, Plasma Physics, Vol. 15, 611–617.1973
- [12] L. Ballabio, J. Frenje, J. Källne, S. W. Conroy, G. Ericsson, M. Tardocchi, E. Traneus and G. Gorini,” Measurement and interpretation of the spectrum of the triton burnup neutron emission from deuterium tokamak plasmas” Nuclear Fusion 40, No. 1, 21, 2000.

- [13] L. Ballabio, Calculation and Measurement of the Neutron Emission Spectrum due to Thermonuclear and Higher-Order reactions in Tokamak Plasmas, Ballabio, Uppsala University Neutron Physics Report , Acta Universitatis Upsaliensis Uppsala University,58, 2003.
- [14] J. Erikson, “Neutron Emission Spectrometry for Fusion Reactor Diagnosis Method Development and Data Analysis”, Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology 1244, Acta Universitatis Upsaliensis Uppsala, 94, 2015
- [15] J.A. Frenje, M. Gatu Johnson, M.J.-E. Manuel, N. Sinenian, AB Zylstra, FH Séguin, CK Li, RD Petrasso, VY Glebov, PB Radha, DD Meyerhofer, TC Sangster, DP McNabb, PA Amendt, RN Boyd, SP Hatchett, S. Quaglioni, JR Rygg, IJ Thompson, AD Bacher, HW Herrmann ve YH Kim, " Measurements of the T(t,2n)4He Neutron Spectrum at Low Reactant Energies from Inertial Confinement Implosions," Physical Review Letters, vol. 109, s. 025003, Temmuz 2012.
- [16] M. Gatu Johnson, C. Hellesen, EA Sundén, M. Cecconello, S. Conroy, G. Ericsson, G. Gorini, V. Kiptily, M. Nocente, S. Pinches, E. Ronchi, S. Sharapov , H. Sjöstrand, M. Tardocchi ve M. Weiszflog, “International Atomic Energy Agency Nuclear Fusion Neutron emission from beryllium reactions in JET deuterium plasmas with 3He minority,” Nuclear Fusion, 50, no. 4, s. 045005, 2010.
- [17] R. H. Dalitz, “Decay of of Known Charge,” Phys. Rev., 94, pp. 1046–1051, 1954.
- [18] K Nakamura and (Particle Data Group) “Review of Particle Physics” Nuclear and Particle Physics, vol. 37, no. 7A, s. 075021, 2010.
- [19] C. Wong, J. Anderson ve J. McClure, “TNeutron spectrum from the T+T reaction” Nuclear Physics, 71,1, s. 106 – 112, 1965.
- [20] K.W. Allen, E. Almqvist, J.T. Dewan, T.P. Pepper ve J.H. Sanders, “The T+T Reactions,” Phys. Rev., 82, s. 262–263, 1951.

- [21] R.T. Remington, DP Rowley, DH Schneider, VA Smalyuk, W. Stoeffl, RE Tipton, SV Weber ve CB Yeamans, "Measurement of the T + T neutron spectrum using the national ignition facility ", Phys Rev Lett., 111, s. 052501, 2013.