T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GELİŞTİRİLMİŞ BİR KÜTLE ÇEKİM EYLEMİ YAKLAŞIMI İLE ELDE EDİLECEK ALTERNATİF BİR KÜTLE ÇEKİM TEORİSİNİN NEGATİF KİNETİK ENERJİLİ DİNAMİK SERBESTLİK DERECELERİ İÇERİP İÇERMEDİĞİNİ KONTROL ETMEK

Veysel BİNBAY

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR
ŞUBAT 2009

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GELİŞTİRİLMİŞ BİR KÜTLE ÇEKİM EYLEMİ YAKLAŞIMI İLE ELDE EDİLECEK ALTERNATİF BİR KÜTLE ÇEKİM TEORİSİNİN NEGATİF KİNETİK ENERJİLİ DİNAMİK SERBESTLİK DERECELERİ İÇERİP İÇERMEDİĞİNİ KONTROL ETMEK

Veysel BİNBAY

DOKTORA TEZİ

DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Figen BİNBAY

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR
ŞUBAT 2009

ÖZ

1998 yılında Riess ve arkadaşlarının yaptıkları gözlemle ilk defa ortaya konulan evrenimizin genişleme hızındaki beklenmedik artış, yani evrenin genişlemesindeki ivmelenme, günümüz fiziğinin önemli problemlerinden biri haline gelmiştir.

Bu gözlemi açıklayabilmek üzere kuramsal fizikçiler tarafından yoğun bir çaba harcanmış ve halen harcanmaktadır. Bu alandaki literatür değerlendirildiğinde iki temel yaklaşım öne çıkmaktadır;

1) Ekstra boyut içeren alternatif kütle çekim modelleri;

2) Genel görelik teorisinde ricci skaleri ile verilen eylem ifadesi yerine daha gelişmiş ve karmaşık eylem ifadeleri kullanan alternatif kütle çekim yaklaşımları.

Bu yaklaşımlardan ikincisi, hayalet olarak da adlandırılan negatif kinetik enerjiye sahip dinamik serbestlik derecelerine yol açabilmesi bakımından dikkatle değerlendirilmesi gereken yaklaşımlardır.

Bu çalışmada, bu tür bir yaklaşım alternatifi olarak

$$S_{toplam} = S_{kutlecekim} + S_{madde}$$

olmak üzere

$$S_{kutlecekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\, f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho})$$

olacak şekilde önerilen alternatif eylem ifadesini kullanan bir kütle çekim teorisinin, negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açıp açmayacağı irdelenmiş, bu yolla, evrenin ivmeli genişlemesi problemini çözmek için aday olup olamayacağı tartışılmıştır.

ABSTRACT

The observed unexpected accelerated expansion of the universe, by Riess and collaborators in 1998, has become one of the most important problems of the contemporary physics.

A considerable effort has been spending by theoretical physicists to explain this observation for a while. When one looks at to these attempts more closely, two of approaches attract attention:

1) Multi dimensional alternative gravity models,

2) Approaches which takes the more general and complex action than it's original Einstein-Hilbert form, which had been given as Ricci scalar R.

The second type of these approaches has to be examined carefully, because they could be generically involves dynamical degrees of freedom which possess negative kinetic energy (shortly be called as "ghost states" or simply "ghosts").

In this work, an alternative theory has been studied for to see if it contains ghosts or not. This alternative approach belongs to the second type of the approaches which mentioned above, and it is given as

$$S_{grav} = \int d^4x\sqrt{-g}\, f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho})$$

where,

$$S_{total} = S_{grav} + S_{matter}$$

And this model has been examined by this way to see if this specific alternative model could be used to explain the present late time acceleration of the universe or not.

TEŞEKKÜR

Çalışmam boyunca verdiği destek, harcadığı yoğun çaba, gösterdiği anlayış ve profesyonel akademik katkılarından dolayı sevgili eşim Dr. Nil ERTEKİN BİNBAY' a, çok değerli ve vazgeçilmez katkılarından ve ayrıca anlayış ve sabrından ötürü Yrd.Doç.Dr. Nurettin PİRİNÇÇİOĞLU' na, değerli katkıları ve çalışmam boyunca gösterdiği anlayış ve güvenden ötürü danışman hocam Yrd.Doç.Dr. Figen BİNBAY'a, bu güncel ve zevkli problemi öneren Prof.Dr. Durmuş Ali DEMİR' e, değerli katkıları, verimli tartışmaları ve yönlendirmelerinden ötürü Prof.Dr. İrfan AÇIKGÖZ' e, sağladığı farklı bakış açıları ve değerli katkılarından ötürü sayın hocam Prof.Dr. Sezai OĞRAŞ' a, yoğun programına rağmen bizi kırmayarak zaman ayırdığı için ve ayrıca değerli görüşlerinden dolayı Prof.Dr. Eda EŞKUT' a, değerli katkılarından ötürü Prof.Dr. Osman DEMİRCAN' a, desteklerini her an hissettiğim babama, anneme ve kız kardeşime, kendisine ait zamanları kullanmama yaşının üstünde bir hoşgörüyle izin verdiği için, ikinci yaşını doldurmak üzere olan kızım İlkyaz Nehir BİNBAY'a teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZ……………………………………………………………………………… i

ABSTRACT…………………………………………………………………… iii

TEŞEKKÜR…………………………………………………………………… v

İÇİNDEKİLER DİZİNİ…………………………………………………………. vi

1. GİRİŞ………………………………………………………………………... 1

KAYNAKLAR…………………………………………………………………11

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI………………………………………………... 12

KAYNAKLAR ……………………………………………………………..17

3. MATERYAL VE METOT...…………………………………………......... 19

KAYNAKLAR………………………..……………………………………..42

4. BULGULAR VE TARTIŞMA ……………………………………………… 43

KAYNAKLAR…..………………………………………………………… 47

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER …………..………………………………… 48

ÖZGEÇMİŞ ……………………………...…………………………….........50

1.GİRİŞ

İnsanoğlunun çevresinde olup bitenleri anlama yolundaki en bilinçli çabası olan fizik, gelişimi boyunca geldiği noktada; doğada işlediğini doğrudan ya da dolaylı yollardan ayrımsayabildiğimiz tüm süreçlerin, dört temel kuvvet yardımıyla açıklanabileceğini bulmuştur. Bu kuvvetlerden biri olan kütle çekimini anlama yolunda ilk bilimsel çabanın, 17 yy. başlarında Galileo Galilei tarafından gerçekleştirilen, şekilleri ve ağırlıkları farklı nesnelerin Pisa kulesinden aşağı bırakıldığı deneyle başladığı söylenebilir. Daha sonra 1687 yılında Newton *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* (doğa felsefesinin matematiksel ilkeleri) adlı eserinde kütle çekim için derli toplu bir kuram ortaya koymuştur. 1915 yılında ise, doğaya bakışımıza temel değişimler katan orijinal yaklaşımıyla Einstein Genel Görelilik kuramını yayınlamıştır.

Genel Görelilik kuramı kütle çekim yasasını

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \qquad (1.1)$$

şeklinde verilen Einstein denklemi ile ifade eder [1]. Burada,

$R_{\mu\nu}$: Ricci tensörü,

R : Ricci skaleri,

$g_{\mu\nu}$: Metrik tensör,

$T_{\mu\nu}$: Basınç- Enerji tensörü,

c : Işığın boşluktaki hızı,

G : Evrensel kütle çekim sabitidir.

Dikkat edilirse, (1.1) denkleminin sol tarafı tamamen uzay-zaman'a ilişkin geometrik ifadelerden, sağ tarafı ise enerji-momentum bileşenlerinden oluşmaktadır. Dolayısıyla bu denklem, uzay-zaman süreklisinin geometrisini doğrudan enerji ile ilişkilendirmektedir. İşte Genel Görelilik kuramının doğayı ve doğada işleyen süreçleri algılama biçimimizde yarattığı temel değişim bu ilişkilendirmeden kaynaklanmaktadır.

Einstein denklemlerinin orijinal hali (1.1) denkleminde verildiği gibidir. Ancak, denklemin bu haliyle durağan bir evrene izin vermediği anlaşılınca, 1917 yılında Einstein denklemine, durağan bir evrene izin verebilmesini sağlayacak bir parametreyi (ünlü kozmolojik sabiti) katmıştır [2]. Einstein'in bunu yapması anlaşılır bir şeydir, çünkü o yıllarda evrenin durağan olmadığını düşündürecek bir ipucu henüz ortada yoktu. Dolayısıyla denklemlerin dinamik evren modellerine yol açıyor olması düzeltilmesi gereken bir aksaklık olarak algılanmıştır. Kozmolojik sabitin eklendiği haliyle Einstein denklemleri:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

şeklindedir.

(1.2) denklemi bu haliyle durağan evrene izin vermektedir. Kozmolojik sabit, evrenin içinde bulunan madde-enerji tarafından oluşturulan çekim kuvvetinin geri çağırıcı etkisini, itici bir etki yaratarak dengeleyen bir parametre olarak çalışmaktadır[2].

1929 yılında ünlü astronom Edwin Hubble evrenin genişlemekte olduğunu keşfetmiştir [3]. Dolayısıyla (1.2) denklemlerindeki düzeltmeye, yani kozmolojik sabite gerek kalmamış ve Einstein tarafından denklemden yeniden çıkartılmıştır [1,2]. Einstein kozmolojik sabit için "hayatımın en büyük gafı" ifadesini kullanmıştır.

Ancak, her ne kadar Einstein tarafından denklemden çıkartılsa da, kozmolojik sabit üzerindeki tartışmalar günümüze kadar büyüyerek gelmiştir. Günümüz fiziğinde kuramsal öngörü ile gözlem arasındaki en büyük fark yine kozmolojik sabit ile ilgili olanıdır. Burada kuramsal beklenti ile gözlem arasındaki fark 10^{120} mertebesinedir [2]. Kozmolojik sabit problemi olarak bilinen bu problem günümüz fiziğinin en büyük problemlerinden biridir.

Einstein denklemlerinin sol tarafının geometrik terimlerden; sağ tarafının da enerji-momentum terimlerinden oluştuğu belirtilmişti. Dolayısıyla orijinal haliyle geometrik bir düzeltmeye karşılık gelen kozmolojik sabit, denklemin sağ tarafına düşünülerek enerjiye karşılık gelecek şekilde de yorumlanabilir. Yani (1.2) denklemi

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.3}$$

şeklinde de ifade edilebilir. Bu durumda, içerisinde bildiğimiz formda hiçbir madde ya da enerjinin olmadığı bir uzay-zaman bölgesi, kısaca boşluk ele alındığında $T_{\mu\nu}$ doğal olarak sıfır olsa da, sıfır olmayan "Λ" nın karşılık geldiği bir enerji teriminin hala var olduğu görülür. Kozmolojik sabitin temsil ettiği bu enerjiye "boşluk enerjisi" de denir. Bu enerjinin kuantum mekaniği kuralları gereğince, boşluğun sıfır olamayacak taban durumu dalgalanmalarına karşılık geldiği düşünülmektedir [1,2].

Öte yandan, gözleyebildiğimiz kadarıyla evrenimizin sadece %4 kadarı bildiğimiz maddeden (baryonik maddeden) oluşmaktadır. Geriye kalan kısım ise, hakkında çok fazla şey bilmediğimiz %22 'lik karanlık madde ve %74 'lük karanlık enerjiden oluşmaktadır. Anlaşıldığı gibi karanlık madde-enerji problemi ile kozmolojik sabit problemi yakından ilişkili problemlerdir.

Genel Görelilik kuramı ortaya konduğu zamandan beri fiziğin en parlak kuramlarından biri olagelmiştir. Yayınlandığı zamana kadar yapılan tüm gözlem ve deneyleri tutarlı bir biçimde açıklamakla kalmamış, o zamana kadar gözlenmemiş ve kendiliğinden kestirilmesi mümkün olamayacak kara delikler; evrenin genişlemesi gibi pek çok olgunun, kuramın kendisinden türetilerek öngörülmesine olanak tanımıştır.

Kozmolojik sabitin gözlenen ve beklenen değeri arasındaki devasa fark bir yana; yayınlandığı zamandan bu yana genel görelilik teorisi ile ilgili en yoğun çaba, daha çok dört temel kuvveti birleştirme yolunda harcanmıştır. Kuvveti ve etkileşim biçimini açıklamada diğer üç kuvvetin açıklanış biçimine göre yapısal farklılığı dolayısıyla, birleştirme kuramları üzerine çalışan fizikçileri her zaman için en çok zorlayan kuvvet, kütle çekimi olagelmiştir. Bunun nedenlerinden biri de Einstein denklemlerinin doğrusal olmayan yapıda olmaları ve ikinci mertebe kısmi türevler içeren karmaşıklıklarıdır. Mevcut haliyle denklemleri renormalize etmenin geçerli bir yolu henüz bulunamamıştır. Bunun dışında, mevcut halleriyle çözülmesi yeterince zor olan denklemleri modifiye etmeye çalışarak daha da karmaşık bir hale getirmek, fizikçilere cazip gelmemiştir.

Ancak 1998 yılında evrenin genişleme hızının arttığını, yani ivmelendiğini ortaya koyan gözlem bu durumun kökten değişmesine yol açmıştır [5]. Büyük patlama ilk ivmelenme olarak sayılırsa, bilinen ikinci ivmelenmeye işaret eden bu gözlem bir anda teorik fizikçilerin çoğunun ilgi odağı haline gelmiştir. Bu oldukça beklenmedik bir gelişme olmuştur. Çünkü evrenin genişleme süreci boyunca kuramsal beklenti, içindeki madde-enerjinin geri çağırıcı çekim etkisi dolayısıyla genişleme hızının zamana yayılmış bir azalması yönünde idi, hızlı bir artışı yönünde değil.

Söz konusu gözlemin sonrasında bunu açıklamak üzere dikkatler Genel Görelilik teorisine çevrilmiştir. Bu gözlemi Genel Görelilik denklemlerin orijinal halini kullanarak açıklamak mümkün değildir. Dolayısıyla, denklemlerin bütünlüğünü ve tutarlılığını bozmadan, aynı zamanda şu ana kadar iyi açıklayabildiği olayları en az aynı doğruluk derecesiyle açıklamaya devam etmesini sağlayarak, bu sürpriz gelişmeyi açıklamak üzere nasıl modifiye edilebileceğini sorgulamak teorik fizikçilerin gündemini yoğun şekilde meşgul etmeye başlamıştır. Amaç Einstein'ın denklemi ile oynayarak, evrenin geç zaman ivmelenmesini de açıklayabilecek alternatif bir kütle çekim kuramı elde etmektir.

Bu çabalar çeşitli yaklaşımları beraberinde getirmiş ise de, temel olarak iki yaklaşım ön plana çıkmıştır;

1) Ekstra boyutlar içeren yaklaşımlar,
2) 4 boyutlu eylem ifadesinde içerilen eğrilik skaleri R yerine daha karmaşık ifadeler kullanan yaklaşımlar.

Bu iki yaklaşım arasındaki temel farklardan biri ekstra boyutların, efektif 4 boyutlu teoriye sonsuz sayıda serbestlik derecesi katmasıdır [6]. Kaluza – Klein kuramı ve DGP modeli bu yaklaşıma birer örnektir [7].

Öte yandan ikinci gruba giren yaklaşımlar, genel görelik kuramının orijinal halinde

$$S_{toplam} = S_{kutlecekim} + S_{madde} \tag{1.4}$$

olacak şekilde verilen toplam eylem ifadesindeki

$$S_{kutlecekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\,R \qquad (1.5)$$

şeklinde verilen ve Einstein-Hilbert eylemi olarak da bilinen kütle çekim eyleminde, olabilecek en basit haliyle R olarak seçilen Ricci skaleri yerine; $f(R)$ ile ifade edilebilecek R'nin daha karmaşık fonksiyonlarını temel alan yaklaşımlardır. Bu durumda kütle çekim eylemi yeni haliyle

$$S_{kutlecekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\,f(R) \qquad (1.6)$$

şeklinde ifade edilir.

Bilindiği üzere, (1.5) denklemiyle verilen orijinal eylem ifadesinden yola çıkılarak Palatini yaklaşımı ile, metrik tensöre göre eylemin varyasyonu alınıp, elde edilen ifadenin extremum noktaları bulunarak (1.1) denklemi ile verilen Einstein alan denklemlerini, elde etmek mümkündür [2].

Öte yandan eylem ifadesindeki Ricci skaleri R yerine $f(R)$ gibi R nin daha karmaşık bir fonksiyonunu alındığında, genel olarak varyasyon yöntemi ile elde edilecek alan denklemleri (1.1) denklemi ile verilen Einstein hareket denklemlerinden farklı olur. Zaten yaklaşımın hedefi de bu farkı kullanarak ivmeli genişleme problemini çözmektir.

Ancak bu tür bir modifikasyonun, Einstein'ın orijinal teorisine bir ekstra skaler alan eklenmiş hale karşılık geldiği ya da buna indirgenebildiği yakın zamanda gösterilmiştir [8,9,10]. Bu durumda orijinal eylem ifadesindeki Ricci skaleri R yerine $f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta},...)$ şeklinde, Ricci ve Riemann tensörlerinin kombinasyonlarını içeren daha genel değişimlere gidilmiştir [10,11].

Elbette ki bu yaklaşımların, evrenin ivmelenerek genişlemesini açıklamalarının yanında; şimdiye kadar yapılmış kozmolojik gözlem ve deneylerle, kısaca eldeki diğer kozmolojik veriyle çelişki olmamaları ve genel fizik kuralları bakımından tutarlı olmaları da gerekmektedir. Konu ile ilgili çalışmalar göstermiştir ki; eylem ifadesinde bu çeşit modifikasyonlar yapmak, normu negatif, dolayısıyla negatif olasılık taşıyan, kinetik enerji teriminde negatif işarete sahip ve zamanda ileri doğru hareket eden durumlara yol açabilmektedirler. Fiziksel olarak kabul edilemez tutarsız ve kararsız çözümlere karşılık gelen bu durumların varlığı, bu durumları içeren kuramın tutarlılığını ortadan kaldırmaktadır. Dolayısıyla, orijinal eylem ifadesini değiştirerek elde edilecek, evrenin ivmeli genişlemesi problemine çözüm üretmeye aday alternatif kütle çekim kuramlarında öncelikle böyle durumların içerilip içerilmediğine dair bir tutarlılık kontrolünün yapılması gerekmektedir. Bu durumlar literatürde kısaca hayalet olarak da adlandırılmaktadır.

New York üniversitesinden iki bilim adamı, Alvaro Nunez ve Slava Solganik, 2004 yılında yayınladıkları bir çalışmada R yerine $f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta})$ şeklinde bir fonksiyon seçilerek elde edilecek bir alternatif kütle çekim kuramının, en genel haliyle böyle durumlar içereceğini, dolayısıyla kullanışlı olamayacağını kanıtladılar [6]. Ayrıca özel ince parametre ayarlamalarıyla bu durum ortadan kaldırılabilse bile, bu kez de bu ayarlama ile elde edilecek kuramın skaler-tensör kütle çekim kuramlarına indirgendiğini, dolayısıyla yine yetersiz olacağını gösterdiler [6].

Bu doktora tezinin konusu, evrenin ivmeli genişlemesi problemini çözmeye aday olan orijinal bir alternatif kütle çekim kuramının öncelikle tutarsızlığa yol açan negatif kinetik enerjili durumlar içerip içermediğini kontrol etmektir. Eğer kuram bu açıdan tutarlı görünüyor ise bu durumda evrenin ivmeli genişlemesi problemini, gözlem değerlerine uygun olacak biçimde açıklayabilmesi için alternatif eylem fonksiyonundaki parametrelerin nasıl ayarlanabileceğini tartışmaktır.

İncelenecek olan alternatif kuram, orijinal eylem ifadesindeki R yerine $f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\alpha\nu\beta}R_{\alpha\beta})$ şeklinde seçilen bir fonksiyonu ele almaktadır.

KAYNAKLAR

1. Carroll, S. M. *Lecture Notes on General Relativity*, **1997**, [arXiv:gr-qc/9712019]
2. Misner, C.; Thorne, K. ; Wheeler J. *Gravitation,* Freeman, San Francisco,USA, **1973**
3. Hubble, E. ; *A Relation Between Distance And Radial Velocity Among Extra Galactic Nebulae,* **1929**, 15, 168-173
4. Cline, J. M. ; Jeon, S. ; Moore, G. D. *The Phantom Menaced: Constraints on Low_energy Effective Ghosts, McGill,* **2004,** 03-25, [arXiv:hep-ph/0311312v4]
5. Riess, A. G. *Supernova Search Team Collaboration*, Astron., **1998,** J.116, 1009 [arXiv:astro-ph/9805201]
6. Nunez, A.; Solganik, S. *Ghost Constraints on Modified Gravity*, *Phys. Lett.* **2005,** 608, 189 [arXiv:hep-th/0411102v2]
7. Dvali, G.; Gabadadze, G.; Poratti, M. *4D Gravity on a Brane in 5D Minkowski Space,* **2000,** [arXiv:hep-th/0005016v2]
8. Barrow, J. D.; Costakis, S. *Phys. Lett. B* **1998**, 214**,** 515
9. Kalara, S.; Kaloper, N.; Olive, K. A. *Nucl. Phys. B* **1990**, 341, 252
10. Nunez, A.; Solganik, S. *The Content of f(R) Gravity*, **2004,**[arXiv:hep-th/0403159v1]
11. Easson, D. A. *Cosmic Acceleraion and Modified Gravitational Models,* **2004,** [arXiv:astro-ph/0411209v2]

2.KAYNAK ARAŞTIRMASI

1998 yılında A.G. Riess ve arkadaşları, evrenin genişleme hızının pozitif yönde değiştiğine, yani büyük patlamadan sonra ikinci kez ivmelendiğine dair gözlemlerini yayınladılar[1]. Bu, gözlemleri yapanlar da dahil olmak üzere, hiç bir fizikçinin beklemediği bir sonuçtu. Sonuçların yayınlanması ile beraber, bu beklenmedik durumu açıklama çabası, yoğun şekilde fizik gündemini kaplamaya başlamıştır.

2000 yılında Gia Dvali, Gregory Gabadadze ve Massimo Porrati evrenin ivmelenerek genişlemesi problemine çözüm sunabilecek, 5 boyutlu bir model olan ve DGP modeli olarak bilinen alternatif kütle çekim kuramlarını yayınladılar [2].

2004 yılında A.Nunez ve S.Solganik yayınladıkları makalede;

$$S_{kutlecekim} = \int d^4x\sqrt{-g}R$$

şeklinde verilen orjinal Einstein-Hilbert eylemini

$$R \Rightarrow f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta})$$

olacak şeklinde modifiye ederek elde edilecek alternatif kütle çekim yaklaşımlarının, genel varsayımlar altında negatif kinetik enerjili serbestlik derecelerine yol açacağını gösterdiler [3].

Aynı çalışmada ayrıca, parametrelerin özel seçimi ile hayalet problemi çözülse bile, bu yolla elde edilecek teorinin, skaler tensör kütle çekimine indirgenmiş olacağını ve dolayısıyla, evrenin ivmeli genişlemesini açıklamak için yeterli olamayacağını öngördüler [3].

Yine 2004 yılında James M. Cline, Sangyong Jeon ve Guy D. Moore negatif kinetik enerji taşıyan bir skaler alanın, evrenin ivmeli genişlemesinin kaynağı olabileceğini önerdiler [4].

Damien.A.Easson 2004 yılında yayınladığı makalede, modifiye edilmiş çeşitli kütle çekim modellerinde geç zamanlı bir kozmik ivmelenmenin doğal olarak nasıl içerilebileceğini irdelemiştir[5]. Bu modeller eğrilik skalerlerinin (R, $R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$, $R_{\mu\nu\lambda\delta}R^{\mu\nu\lambda\delta}$,…) lineer kombinasyonlarının ters kuvvetlerini içermektedirler.

Bu irdelemedeki basit prensip şu olmuştur; genişleyen bir evrende eğrilik değişmezleri $R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta}$ hep beraber zamanla azalırlar. Dolayısıyla Einstein'ın kütle çekim teorisine yönelik herhangi bir modifikasyon bu çeşit değişmezlerin ters kuvvetlerini içermelidir ki zamanla artan bir etki gösterebilsinler. Bu durumda eğer evren başlangıçta maddenin baskın olduğu bir durumda ise, zamanla büyüyecek olan bu düzeltme terimleri sonuç olarak eylem ifadesinde baskın terimler olacak ve ivmelenerek genişlemeye yol açacaklardır [5].

2004 yılında Alvaro Nunez ve Slava Solganik orijinal eğrilik skaleri R yerine $f(R)$ alınarak elde edilecek alternatif eylem ifadesinden yola çıkılarak elde edilecek bir kuramın, Einstein'in orijinal kütle çekim kuramına fazladan bir skaler alan eklenmesiyle elde edilecek bir kurama eşdeğer olduğunu, parçacık propagatörlerini hesaplamak yoluyla gösterdiler [6].

2005 yılında Takeshi Chiba eğrilik skalerlerini $(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta})$ içeren genelleştirilmiş kütle çekim kuramlarının dördüncü mertebe türevli terimler içeren çoklu skaler tensör kütle çekim kuramlarına özdeş olduğunu göstermiştir [7].

S.M. Carrol, A.D.Felice,V.Duvvuri, D.A.Easson, M.Trodden ve M.S.Turner 2005 yılında genel olarak oldukça düşük uzay zaman eğriliği durumunda önemli olmaya başlayan ve Einstein'ın – Hilbert eylemi içersindeki eğrilik skalerine ait genel modifikasyonlar için bir kozmoloji üretmeye çalıştılar. Bu çalışmada, bu tür evrenler için uzak gelecek evrimlerini kestirmeye çalıştılar [7]. Bu modellerin üretken olarak de Sitter uzaylarını kararsız çözümler olarak içerdiklerini ve bazı durumlarda karanlık madde modellerini alternatif sağlayabildiklerini ortaya koydular [8].

2005 yılında Dmitry Gorbunov, Kayuzo Koyama ve Sergei Sibiryakov, DGP (Dvali-Gabadaze-Porrati) modelinin evrenin ivmeli genişlemesini açıklayabilecek bir çözümünün negatif kinetik enerjili bir moda sahip olduğunu gösterdiler. Bu durumda da kuramın geçerliliğini tartışmaya açtılar [9].

Antonio De Felice, Mark Hindmarsh ve Mark Trodden 2006 yılında yaptıkları çalışmada, kadar eğrilik skalerlerinin $(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\alpha\beta}R^{\mu\nu\alpha\beta})$ ters kuvvetlerini içeren alternatif eylem ifadesine sahip kütle çekim kuramlarını incelediler. Bu kuramlarda yayılım modlarının özelliklerini araştırdılar. 4. Mertebeden türev içeren terimlerin ortadan kalkması durumunda 2. mertebeden türev içeren terimlerin bile negatif kinetik enerjili durumlara, kararsızlıklara ve ışık hızının üzerindeki hızlara yol açabileceğini gösterdiler [10].

2007 yılında Kayuza Koyama yaptığı çalışmada, kendiliğinden ivmeli genişleyen evren çözümü sunan ve kozmolojik sabiti içermeyen DGP modelindeki negatif kinetik enerjili durumların varlığını ele alarak, kendiliğinden ivmeli genişleme gösterebilen modellerdeki negatif kinetik enerjili durumların kaynağını araştırmış ve ayrıca böylesi durumların varlığının ne gibi fiziksel sonuçlara yol açabileceğini irdelemiştir [11].

KAYNAKLAR

1. Riess, A. G. *Supernova Search Team Collaboration*, Astron., **1998,** J.116, 1009 [arXiv:astro-ph/9805201]
2. Dvali, G.; Gabadadze, G.; Poratti, M. *4D Gravity on a Brane in 5D Minkowski Space,* **2000,** [arXiv:hep-th/0005016v2]
3. Nunez, A.; Solganik, S. *Ghost Constraints on Modified Gravity*, *Phys. Lett.* **2005,** 608, 189 [arXiv:hep-th/0411102v2]
4. Cline, J. M. ; Jeon, S. ; Moore, G. D. *The Phantom Menaced: Constraints on Low_energy Effective Ghosts, McGill,* **2004,** 03-25, [arXiv:hep-ph/0311312v4]
5. Easson, D. A. *Cosmic Acceleraion and Modified Gravitational Models,* **2004,** [arXiv:astro-ph/0411209v2]
6. Nunez, A.; Solganik, S. *The Content of f(R) Gravity*, **2004,**[arXiv:hep-th/0403159v1]
7. Chiba, A. *Generalized Gravity and a Ghost*, **2005,**[arXiv:gr-qc/0502070v2]
8. Carroll, S. M.; De Felice, A.; Duvvuri, V.; Easson, D. A.; Trodden, M.; Turner, M. S. *The Cosmology of Generalized Modified Gravity Models, Phys. Rev.D* **2005,** 71, 063513 [arXiv:astro-ph/0410031]
9. Gorbunov, D.; Koyama, K.; Sbiryakov, S. *More on Ghosts in DGP Model* **2005,** [arXiv:hep-th/0512097v1]
10. De Felice, A.; Hindmarsh, M.; Trodden, M. *Ghosts, Instabilities, and Superluminal Propagtion in Modified Gravity Moels* **2006,** [arXiv:astro-ph/0604154v2]

11. Koyama, K. Ghosts in the Self-Accelerating Universe **2007,** [arXiv:0709.2399v2[hep-th]]

3. MATERYAL VE METOT

Kütle çekim teorisi için eylem, genel olarak

$$S = S_{kütleçekim} + S_{madde} \tag{3.1}$$

şeklinde ifade edilir. Burada $S_{kütleçekim}$ kütle çekim eylemi, S_{madde} ise radyasyon dahil madde eylemidir. Genel görelilik teorisinde kütle çekim eylemi

$$S_{kütleçekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\,R \tag{3.2}$$

şeklindedir. Bu eylem Einstein-Hilbert eylemi olarak da bilinir.

Evrenin ivmeli genişlemesi problemini çözmek üzere (3.2) denklemi ile verilen Einstein –Hilbert eylemi üzerinde,

$$S^{gelistirilmis}_{kütleçekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\,f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, R_{\mu\nu\lambda\rho}R^{\mu\nu\lambda\rho}, ...) \qquad (3.3)$$

olacak şekilde değişimler yapılması, yakın zamanlarda sıklıkla başvurulan bir yöntem olmuştur[1,2,3].

Bu tezin konusu, genel olarak bu yaklaşımlara paralel olup, orijinal olarak

$$S_{kütleçekim} = \int d^4x\sqrt{-g}\,f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}) \qquad (3.4)$$

şeklinde ele alınacak alternatif eylem yaklaşımının, negatif kinetik enerjiye sahip dinamik serbestlik derecelerine yol açıp açmadığını kontrol ederek tutarlılık kontrolü yapmak; bu sayede bu alternatif yaklaşımın, evrenin ivmelenerek genişlemesi problemini açıklamaya aday bir yaklaşım olup olamadığını ortaya koymaktır.

Bu yaklaşımda toplam eylem ifademiz

$$S = S_{kütleçekim} + S_{madde}$$

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\, f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}) + S_{madde} \qquad (3.5)$$

şeklinde olur.

Negatif kinetik enerjili durumların varlığını kontrol etmek için önce, Palatini yaklaşımı kullanılarak hareket denklemlerini elde edilecektir. Bunun için eylem ifadesinin metrik tensöre göre varyasyonunu almak ve sıfıra eşitlemek gerekir. Şu halde eylemin varyasyonunu alınırsa;

$$\delta S = \delta\int d^4x\sqrt{-g}\, f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}) + \delta S_{madde} \qquad (3.6)$$

elde edilir. Denklemi sağ tarafındaki ilk terimi hesaplayalım;

$R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho} = P$ dersek,

$$\delta\int d^4x\sqrt{-g}\, f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}) = \int d^4x f(R, P)\delta\sqrt{-g}$$

$$+\int d^4x\sqrt{-g}\,\delta f(R,P) \tag{3.7}$$

olur. Denklemin sağ tarafındaki ilk terim için

$f(R,P)=f$ dersek,

$$\int d^4x(\delta\sqrt{-g})f = \int d^4x\left(\frac{\partial\sqrt{-g}}{\partial g^{\mu\nu}}\delta g^{\mu\nu}\right)f$$

$$=-\frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\,g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}f \tag{3.8}$$

yazılabilir. Öte yandan (3.7) denkleminin sağ tarafındaki ikinci terim için,

$$\int d^4x\sqrt{-g}\,\delta f(R,P) = \int d^4x\sqrt{-g}\left(\frac{\partial f}{\partial R}\delta R+\frac{\partial f}{\partial P}\delta P\right)$$

$$=\int d^4x\sqrt{-g}\,f_R\delta R+\int d^4x\sqrt{-g}\,(f_P\delta P) \tag{3.9}$$

yazılabilir Burada;

$$f_R = \frac{\partial f(R,P)}{\partial R} \qquad \text{ve} \qquad f_P = \frac{\partial f(R,P)}{\partial P}$$

şeklindedir. Bu noktada

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$$

şeklinde olduğu hatırlanarak ilk terim hesaplanırsa;

$$\int d^4x\sqrt{-g}\,(f_R \delta R) = \int d^4x\sqrt{-g}\, f_R \delta(g^{\mu\nu} R_{\mu\nu})$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\, f_R R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} + \int d^4x\sqrt{-g}\, f_R g^{\mu\nu} \delta R_{\mu\nu}) \qquad (3.10)$$

elde edilir. Bu denklemdeki ikinci terim hesaplanırsa,

$$\int d^4x\sqrt{-g}\,f_R g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu}) = \int d^4x\sqrt{-g}\,f_R g^{\mu\nu}\left[\left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right)_{;\nu} - \left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\nu}\right)_{;\tau}\right]$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\,f_R\left[g^{\mu\alpha}\left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right)_{;\alpha} - \left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}\right)_{;\alpha}\right]$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\,f_R\left[g^{\mu\alpha}\left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right) - \left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}\right)\right]_{;\alpha}$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\,f_R\left[V^{\alpha}\right]_{;\alpha} \qquad (3.11)$$

elde edilir. Bu denklem çözülürken

$$\delta R_{\mu\nu} = \left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right)_{;\nu} - \left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\nu}\right)_{;\tau} \qquad (3.12)$$

şeklinde verilen Palatini denklemi kullanıldı[4]; ve ayrıca

$$g^{\mu\alpha}\left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right) - \left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}\right) = V^{\alpha} \qquad (3.13)$$

şeklinde seçildi. (3.10) denklemine kısmi integrasyon uygulanırsa;

$$\int d^4x\sqrt{-g}\,f_R\left[V^{\alpha}\right]_{;\alpha} = -\int d^4x\sqrt{-g}\left[f_R\right]_{;\alpha}V^{\alpha} \tag{3.14}$$

sonucu bulunur. Burada

$$\delta\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}g^{\alpha\lambda}(\delta g_{\mu\lambda;\nu} + \delta g_{\nu\lambda;\mu} - \delta g_{\mu\nu;\lambda}) \tag{3.15}$$

şeklindeki Christoffel sembolü kullanılırsa,

$$V^{\alpha} = g^{\mu\alpha}\left(\delta\Gamma^{\tau}_{\mu\tau}\right) - \left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}\right)$$

$$= \delta g^{\alpha\beta}_{;\beta} - g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu;\alpha} \tag{3.16}$$

bulunur. Görülmektedir ki bu durumda (3.11) denklemi hala $\delta g^{\mu\nu}$ nün türevlerini içermektedir. Bundan kurtulmak üzere işlemlere denklem (3.14) den itibaren devam edilirse,

$$-\int d^4x\sqrt{-g}\,[f_R]_{;\alpha}V^{\alpha} = -\int d^4x\sqrt{-g}\,[f_R]_{;\alpha}\left[\delta g^{\alpha\beta}_{\ ;\beta} - g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu;\alpha}\right]$$

$$= -\int d^4x\sqrt{-g}\,[f_R]_{;\alpha}\delta g^{\alpha\beta}_{;\beta} + \int d^4x\sqrt{-g}\,[f_R]_{;\alpha}g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu;\alpha}$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\,g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}[f_R]^{;\alpha}_{;\alpha} - \int d^4x\sqrt{-g}\,\delta g^{\alpha\beta}[f_R]_{;\alpha\beta}$$

$$= \int d^4x\sqrt{-g}\,g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}[f_R]^{;\alpha}_{;\alpha} - \int d^4x\sqrt{-g}\,\delta g^{\mu\nu}[f_R]_{;\mu\nu} \tag{3.17}$$

elde edilir. Elde edilen sonuçlar (3.6) denkleminde yerine konulursa toplucа

$$-\frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\,g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}f + \int d^4x\sqrt{-g}\,g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}[f_R]^{;\alpha}_{;\alpha}$$

$$-\int d^4x\sqrt{-g}\,\delta g^{\mu\nu}\left[f_R\right]_{;\mu\nu}+\int d^4x\sqrt{-g}\,f_R R_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}$$

$$+\int d^4x\sqrt{-g}\,(f_P\delta P)=\int d^4x\sqrt{-g}\,\delta g^{\mu\nu}T_{\mu\nu} \qquad (3.18)$$

denklemi elde edilir. Burada

$$\delta S_{madde}=\int d^4x\sqrt{-g}\,\delta g^{\mu\nu}T_{\mu\nu}$$

olarak alınmıştır. Bu durumda (3.18) denkleminin düzenlenebilmesi için geriye hesaplanması gereken sadece denklemin sol tarafındaki son terim kalmıştır. Bu terimi hesaplarsak;

$$\int d^4x\sqrt{-g}\,(f_P\delta P)=\int d^4x\sqrt{-g}\,f_P\delta(R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho})$$

$$=\int d^4x\sqrt{-g}\,f_P(\delta R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}+R_{\mu\nu}\delta R^{\mu\lambda\nu\rho}R_{\lambda\rho}+R_{\mu\nu}R^{\mu\lambda\nu\rho}\delta R_{\lambda\rho})$$

$$= \int d^4x \sqrt{-g}\, \delta g^{\mu\nu} R_{\varsigma\eta} R_{\mu}{}^{\varsigma\eta\rho} R_{\nu\rho} f_P$$

$$+ \int d^4x \sqrt{-g}\, \delta g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} \nabla^2 (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})$$

$$- \int d^4x \sqrt{-g}\, \delta g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} \nabla_{\varsigma} \nabla_{\eta} (f_P R^{\varsigma\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho})$$

$$- \int d^4x \sqrt{-g}\, \delta g^{\mu\nu}\, 2 \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) \qquad (3.19)$$

elde edilir. Bu değerler (3.18) denkleminde yerine konulursa sonuç olarak;

$$\frac{1}{2} f g_{\mu\nu} + (\nabla_{\mu} \nabla_{\nu} - g_{\mu\nu} \nabla^2 - R_{\mu\nu}) f_R$$

$$+ R_{\varsigma\eta} R_{\mu}{}^{\varsigma\eta\rho} R_{\nu\rho} f_P + g_{\mu\nu} \nabla^2 [f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}]$$

$$- g_{\mu\nu} \nabla_{\varsigma} \nabla_{\eta} (f_P R^{\varsigma\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho}) - 2 \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) = T_{\mu\nu} \qquad (3.20)$$

denklemi elde edilir. Bu denklem, önerilen alternatif kütle çekim eylemi için elde edilen hareket denklemidir.

Bu hareket denkleminin negatif kinetik enerjili durumlara yol açıp açmadığı, propagatör ifadesi elde edilerek anlaşılabilir[1]. Bunun için hareket denkleminin sabit eğrilikli maksimum simetrik uzay zaman üzerinden doğrusallaştırılması gerekmektedir. $R = R_0$ Sabit eğrilikli maksimum simetrik arka plan durumunda Riemann ve Ricci tensörleri sırasıyla,

$$R_{\lambda\mu\nu\sigma} = \frac{R_0}{12}\left(g_{\lambda\nu}g_{\mu\sigma} - g_{\lambda\sigma}g_{\mu\nu}\right) \tag{3.21}$$

$$R_{\mu\nu} = \frac{R_0}{4}g_{\mu\nu} \tag{3.22}$$

şeklinde verilir [1,4]. Hareket denklemini doğrusallaştırmak için metriği

$$g_{\mu\nu} = g^{(0)}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \tag{3.23}$$

olacak şekilde seçeriz. Burada $g_{\mu\nu}^{(0)}$ hareket denkleminin $R = R_0$ Sabit eğrilikli maksimum simetrik uzay zamana karşılık gelen çözümüdür. $h_{\mu\nu}$ ise küçük bir pertürbasyon olarak ele alınmıştır[1]. Propagatör ifadesine ulaşmak için (3.20) denklemini $h_{\mu\nu}$'nün sadece lineer bileşenlerini kapsayacak şekilde açmamız gerekir. Bunu yaptığımızda 3.20 denkleminden yola çıkarak,

$$O_{\mu\nu\alpha\beta} h^{\alpha\beta} = T_{\mu\nu} \tag{3.24}$$

gibi bir denkleme ulaşırız ki burada $O_{\mu\nu\alpha\beta}$ ters propagatör ifadesidir. Bu oparatörün tersi alınarak propagatör ifadesine ulaşılabilir. Ancak negatif kinetik enerjili durumların varlığı ya da yokluğu, propagatörün kendisi yerine ters propagatörden de anlaşılabilir [1]. Ters propagatördeki ikinci mertebeden daha yüksek türev içeren terimler negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açarlar [1].

(3.20) hareket denklemindeki birinci terimin, $h_{\mu\nu}$'nün yüksek mertebeden türevlerini içeren bileşenler üretmeyeceği açıktır. Dolayısıyla ikinci terim ele alınırsa,

$$\nabla_\mu \nabla_\nu f_R = \partial_\mu \left(\nabla_\nu f_R \right) - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} \left(\nabla_\nu f_R \right)$$

$$= \partial_\mu \left(\partial_\nu f_R \right) - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} \left(\partial_\nu f_R \right)$$

$$= \partial_\mu \left(f_{RR} \partial_\nu R + f_{RP} \partial_\nu P \right) - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} \left(f_{RR} \partial_\nu R + f_{RP} \partial_\nu P \right)$$

$$= \left(\partial_\mu f_{RR} \right)\left(\partial_\nu R \right) + f_{RR} \left(\partial_\mu \partial_\nu R \right) + \left(\partial_\mu f_{RP} \right)\left(\partial_\nu P \right)$$

$$+ f_{RP} \left(\partial_\mu \partial_\nu P \right) - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} \left(f_{RR} \partial_\nu R + f_{RP} \partial_\nu P \right) \tag{3.25}$$

elde edilir. Burada;

$$f_{RR} = \frac{\partial^2 f}{\partial R^2}$$

$$f_{RP} = \frac{\partial^2 f}{\partial R \partial P}$$

$$R = \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h \tag{3.26}$$

şeklindedir. (3.25)denkleminin sağ tarafındaki birinci, üçüncü ve beşinci terimlerden sadece doğrusal olmayan bileşenler geleceğinden ihmal edilirler. Dolayısıyla denklemi doğrusallaştırmak için geriye kalan ve doğrusal terimler üreten ikinci ve dördüncü terimler hesaplanmalıdır. Bu durumda, (3.25) denklemi

$$\nabla_\mu \nabla_\nu f_R = f_{RR}\left(\partial_\mu \partial_\nu R\right) + f_{RP}\left(\partial_\mu \partial_\nu P\right)$$

$$= f_{RR}\left(\partial_\mu \partial_\nu (\partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h)\right) + \frac{3R^2}{16} f_{RP}\left(\partial_\mu \partial_\nu R\right)$$

$$= f_{RR}\left(\partial_\mu \partial_\nu (\partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h)\right) + \frac{3R^2}{16} f_{RP}\left(\partial_\mu \partial_\nu (\partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h)\right)$$

$$= f_{RR}\left(\partial_\mu \partial_\nu \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - g_{\alpha\beta} \partial_\mu \partial_\nu \nabla^2 h^{\alpha\beta}\right)$$

$$+ \frac{3R^2}{16} f_{RP}\left(\partial_\mu \partial_\nu \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - g_{\alpha\beta} \partial_\mu \partial_\nu \nabla^2 h^{\alpha\beta}\right) \tag{3.27}$$

biçiminde yazılabilir. Burada $\nabla^2 = \nabla_\alpha \nabla^\alpha$ ve $\nabla^4 = \nabla_\alpha \nabla^\alpha \nabla_\beta \nabla^\beta$ şeklindedir. Elde edilen ifadenin doğrusal ve dördüncü mertebeden türevler içeren terimlerden oluştuğu görülmektedir. Daha önce de belirtildiği gibi ikinci mertebeden yüksek terimler negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açabildiğinden; bu terimler ile birlikte hareket denklemini doğrusallaştırarak elde edilecek ve yüksek mertebeden türevler içeren bütün terimler bir arada değerlendirilmelidir.

(3.20) hareket denkleminin üçüncü terimini ele alınırsa,

$$-g_{\mu\nu}\nabla^2 f_R = -g_{\mu\nu} f_{RR}\nabla^2 R - g_{\mu\nu} f_{RP}\nabla^2 P$$

$$= -g_{\mu\nu} f_{RR}\nabla^2 R - g_{\mu\nu}\frac{3R^2}{16} f_{RP}\nabla^2 R$$

$$= -g_{\mu\nu} f_{RR}\nabla^2(\partial_\alpha\partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h)$$

$$-g_{\mu\nu}\frac{3R^2}{16} f_{RP}\nabla^2(\partial_\alpha\partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h)$$

$$= -g_{\mu\nu} f_{RR}(\nabla^2\partial_\alpha\partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^4 h)$$

$$-g_{\mu\nu}\frac{3R^2}{16} f_{RP}(\nabla^2\partial_\alpha\partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^4 h)$$

$$= -g_{\mu\nu} f_{RR} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} f_{RR} \nabla^4 h^{\alpha\beta}$$

$$- g_{\mu\nu} \frac{3R^2}{16} f_{RP} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{3R^2}{16} g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} f_{RP} \nabla^4 h^{\alpha\beta} \tag{3.28}$$

elde edilir.

(3.20) hareket denklemindeki altıncı terim ele alınırsa,

$$g_{\mu\nu} \nabla^2 (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) = g_{\mu\nu} (\nabla^2 f_P)\left(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}\right) + g_{\mu\nu} f_P \nabla^2 \left(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}\right)$$

$$= g_{\mu\nu} g^{\lambda\alpha} g^{\rho\beta} R_{\alpha\beta} R_{\lambda\rho} (\nabla^2 f_P) + g_{\mu\nu} g^{\lambda\alpha} g^{\rho\beta} f_P R_{\lambda\rho} \nabla^2 \left(R_{\alpha\beta}\right)$$

$$+ g_{\mu\nu} f_P R^{\lambda\rho} \nabla^2 \left(R_{\lambda\rho}\right)$$

$$= g_{\mu\nu} \frac{R^2}{4} (f_{PR} + \frac{3R^2}{16} f_{PP})(\nabla^2 R) + 4 g_{\mu\nu} g^{\lambda\alpha} g^{\rho\beta} f_P R_{\lambda\rho} \nabla^2 \left(R_{\alpha\beta}\right)$$

$$= g_{\mu\nu} \frac{R^2}{4}(f_{PR} + \frac{3R^2}{16} f_{PP})(\nabla^2(\partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h))$$

$$+ g_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} f_P R \nabla^2 \left(R_{\alpha\beta}\right) \tag{3.28}$$

elde edilir. Bu noktada, doğrusallaştırmaya çalıştığımız denklem için,

$$R_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\partial_\sigma \partial_\beta h^\sigma_\alpha + \partial_\sigma \partial_\alpha h^\sigma_\beta - \partial_\alpha \partial_\beta h - \nabla^2 h_{\alpha\beta}) \tag{3.29}$$

ve

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2}(\partial_\rho \partial_\nu h_{\mu\sigma} + \partial_\sigma \partial_\mu h_{\nu\rho} - \partial_\sigma \partial_\nu h_{\mu\rho} - \partial_\rho \partial_\mu h_{\nu\sigma}) \tag{3.30}$$

şeklinde olduğu göz önüne alınırsa

$$g_{\mu\nu} \nabla^2 (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) = g_{\mu\nu} \frac{R^2}{4}(f_{PR} + \frac{3R^2}{16} f_{PP})(\nabla^2(\partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - \nabla^2 h))$$

$$+ g_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} f_P R \nabla^2 \left(\frac{1}{2}(\partial_\sigma \partial_\beta h^\sigma_\alpha + \partial_\sigma \partial_\alpha h^\sigma_\beta - \partial_\alpha \partial_\beta h - \nabla^2 h_{\alpha\beta}) \right)$$

$$= \frac{R^2}{4} f_{PR} g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{3R^4}{64} f_{PP} g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta}$$

$$- \frac{R^2}{4} f_{PR} g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta} - \frac{3R^4}{64} f_{PP} g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta}$$

$$+ f_P R g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} - f_P R g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta}$$

(3.31)

elde edilir.

(3.20) hareket denklemindeki 7. terim ele alınırsa,

$$- g_{\mu\nu} \nabla_\varepsilon \nabla_\eta (f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho}) = -g_{\mu\nu} (\partial_\varepsilon (\nabla_\eta (f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho})) + \Gamma^\varepsilon_{\varepsilon\gamma} (\nabla_\eta (f_P R^{\gamma\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho})))$$

(3.32)

elde edilir. Burada ikinci terim doğrusal olmayan terimler üreteceğinden ihmal edilir. Dolayısıyla,

$$-g_{\mu\nu}\nabla_\varepsilon\nabla_\eta(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}) = -g_{\mu\nu}(\partial_\varepsilon(\nabla_\eta(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}))$$

$$= -g_{\mu\nu}(\partial_\varepsilon(\partial_\eta(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}) + \Gamma^\varepsilon_{\eta\gamma}(f_P R^{\gamma\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}) + \Gamma^\eta_{\eta\theta}(f_P R^{\varepsilon\lambda\theta\rho}R_{\lambda\rho}))$$

(3.33)

elde edilir. Burada yine ikinci ve üçüncü terimler doğrusal bileşen üretmediklerinden ihmal edilirler. Dolayısıyla,

$$-g_{\mu\nu}\nabla_\varepsilon\nabla_\eta(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}) = -g_{\mu\nu}\partial_\varepsilon\partial_\eta(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho})$$

$$= -g_{\mu\nu}\partial_\varepsilon((\partial_\eta f_P)R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho} + f_P\partial_\eta(R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}))$$

$$= -g_{\mu\nu}((\partial_\varepsilon\partial_\eta f_P)R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho} + (\partial_\eta f_P)(\partial_\varepsilon(R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}))$$

$$(\partial_\varepsilon f_P)(\partial_\eta(R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho})) + f_P\partial_\varepsilon\partial_\eta(R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}))$$

(3.34)

elde edilir. Burada ikinci ve üçüncü terimlerden doğrusal bileşen katkısı gelmeyeceğinden ihmal edilirler. Dolayısıyla

$$-g_{\mu\nu}\nabla_{\varepsilon}\nabla_{\eta}(f_P R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}) = -g_{\mu\nu}(\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}f_P)R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}$$

$$-g_{\mu\nu}f_P\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}(R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho})$$

$$= -g_{\mu\nu}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}(f_{PR}\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R + \frac{3R^2}{16}f_{PP}\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R)$$

$$-g_{\mu\nu}f_P\partial_{\varepsilon}((\partial_{\eta}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho})R_{\lambda\rho} + R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}(\partial_{\eta}R_{\lambda\rho}))$$

$$= -g_{\mu\nu}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}R_{\lambda\rho}(f_{PR}\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R + \frac{3R^2}{16}f_{PP}\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R)$$

$$-g_{\mu\nu}f_P((\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho})R_{\lambda\rho} + (\partial_{\eta}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho})(\partial_{\varepsilon}R_{\lambda\rho})$$

$$+(\partial_{\varepsilon}R^{\varepsilon\lambda\eta\rho})(\partial_{\eta}R_{\lambda\rho}) + R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}(\partial_{\varepsilon}\partial_{\eta}R_{\lambda\rho})) \tag{3.35}$$

elde edilir. Burada dördüncü ve beşinci terimler doğrusal olmayan bileşenler verdiklerinden ihmal edilirler. Dolayısıyla,

$$= -g_{\mu\nu} R^{\varepsilon\lambda\eta\rho} R_{\lambda\rho} (f_{PR} \partial_\varepsilon \partial_\eta R + \frac{3R^2}{16} f_{PP} \partial_\varepsilon \partial_\eta R)$$

$$- g_{\mu\nu} f_P ((\partial_\varepsilon \partial_\eta R^{\varepsilon\lambda\eta\rho}) R_{\lambda\rho} + R^{\varepsilon\lambda\eta\rho} (\partial_\varepsilon \partial_\eta R_{\lambda\rho}))$$

$$= -\frac{R}{3} f_P g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{R}{3} f_P g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta}$$

$$- \frac{R^2}{16} f_{RP} g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{R^2}{16} f_{RP} g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta}$$

$$- \frac{3R^4}{256} f_{PP} g_{\mu\nu} \nabla^2 \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{3R^4}{256} f_{PP} g_{\mu\nu} g_{\alpha\beta} \nabla^4 h^{\alpha\beta} \tag{3.36}$$

elde edilir.

(3.20) hareket denklemindeki sekizinci terim ele alınırsa,

$$\begin{aligned} -2\nabla_\mu \nabla_\nu (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) &= -2\partial_\mu (\nabla_\nu (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})) \\ &\quad - 2\Gamma^\gamma_{\mu\nu} (\nabla_\gamma (f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})) \end{aligned} \tag{3.37}$$

elde edilir. Burada ikinci terim doğrusal olmayan bileşenler getireceğinden ihmal edilirse,

$$- 2\nabla_{\mu}\nabla_{\nu}(f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) = -2\partial_{\mu}(\nabla_{\nu}(f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}))$$

$$= -2\partial_{\mu}(\partial_{\nu}(f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}))$$

$$= -2\partial_{\mu}((\partial_{\nu} f_P) R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho} + f_P \partial_{\nu}(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}))$$

$$= -2((\partial_{\mu}\partial_{\nu} f_P) R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho} + (\partial_{\nu} f_P)\partial_{\mu}(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})$$

$$+ (\partial_{\mu} f_P)\partial_{\nu}(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) + f_P \partial_{\mu}\partial_{\nu}(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})) \qquad (3.38)$$

elde edilir.

Burada ikinci ve üçüncü terimlerden sadece doğrusal olmayan katkılar geleceğinden ihmal edilirler. Bu durumda,

$$- 2\nabla_{\mu}\nabla_{\nu}(f_P R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho}) = -2(\partial_{\mu}\partial_{\nu} f_P) R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho} - 2 f_P \partial_{\mu}\partial_{\nu}(R^{\lambda\rho} R_{\lambda\rho})$$

$$= -2Rf_P \partial_\mu \partial_\nu \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + 2Rf_P g_{\alpha\beta} \partial_\mu \partial_\nu \nabla^2 h^{\alpha\beta}$$

$$-\frac{1}{2} R^2 f_{PR} \partial_\mu \partial_\nu \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{1}{2} R^2 f_{PR} g_{\alpha\beta} \partial_\mu \partial_\nu \nabla^2 h^{\alpha\beta}$$

$$-\frac{3}{32} R^4 f_{PP} \partial_\mu \partial_\nu \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta} + \frac{3}{32} R^4 f_{PP} g_{\alpha\beta} \partial_\mu \partial_\nu \nabla^2 h^{\alpha\beta}$$

(3.39)

elde edilir.

Bu şekilde, (3.20) hareket denklemini doğrusallaştırma işlemi sonucunda elde edilen, ikiden yüksek mertebeden (dördüncü mertebeden) türevler içeren bütün terimler hesaplanmış olmaktadır.

KAYNAKLAR

1. Nunez A.; Solganik S. *Ghost Constraints on Modified Gravity*, *Phys. Lett.* **2005,** 608, 189 [arXiv:hep-th/0411102v2]

2. Nunez A.; Solganik S. *The Content of f(R) Gravity*, **2004,**[arXiv:hep-th/0403159v1]

3. Easson, D. A. *Cosmic Acceleraion and Modified Gravitational Models,* **2004,** [arXiv:astro-ph/0411209v2]

4. Misner, C.; Thorne, K. ; Wheeler J. *Gravitation,* Freeman, San Francisco,USA, **1973**

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

(3.20) hareket denklemini doğrusallaştırma işlemi sonucunda negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açabilecek, dördüncü mertebeden türevler içeren doğrusal terimler elde edildiği görülmektedir. Bu terimleri, benzer türev ifadelerinin katsayıları olacak biçimde denklem (3.27,28,31,36,39)'u kullanarak tekrar düzenleyebiliriz. Bu durumda, ters propagatör ifadesinin dördüncü mertebeden türevler içeren terimleri topluca;

$$
\begin{aligned}
&(-2Rf_P + f_{RR} - \frac{5}{16}Rf_{PR} - \frac{3}{32}R^4 f_{PP})\partial_\mu\partial_\nu\partial_\alpha\partial_\beta h^{\alpha\beta} \\
&+(Rf_P - f_{RR} + \frac{5}{16}Rf_{PR} + \frac{3}{32}R^4 f_{PP})g_{\alpha\beta}\partial_\mu\partial_\nu\nabla^2 h^{\alpha\beta} \\
&+(\frac{2}{3}Rf_P - f_{RR} + \frac{7}{256}R^4 f_{PP})g_{\mu\nu}\partial_\alpha\partial_\beta\nabla^2 h^{\alpha\beta} \\
&+(-\frac{2}{3}Rf_P + f_{RR} - \frac{9}{256}R^4 f_{PP})g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta}\nabla^4 h^{\alpha\beta}
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifadenin negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açıp açmadığını anlamanın bir yolu spin projektörlerini kullanmaktır [1,2]. Söz konusu projektörler,

$$\theta_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} - \frac{\partial_\mu \partial_\nu}{\partial^2} \qquad \text{ve} \qquad \omega_{\mu\nu} = \frac{\partial_\mu \partial_\nu}{\partial^2}$$

olmak üzere,

$$P^2 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\theta_{\nu\sigma} + \theta_{\mu\sigma}\theta_{\nu\rho}) - \frac{1}{3}\theta_{\mu\nu}\theta_{\rho\sigma}$$

$$P_m^1 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\omega_{\nu\sigma} + \theta_{\mu\sigma}\omega_{\nu\rho} + \theta_{\nu\rho}\omega_{\mu\sigma} + \theta_{\nu\sigma}\omega_{\mu\rho})$$

$$P_e^1 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\omega_{\nu\sigma} - \theta_{\mu\sigma}\omega_{\nu\rho} - \theta_{\nu\rho}\omega_{\mu\sigma} + \theta_{\nu\sigma}\omega_{\mu\rho})$$

$$P_b^1 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\theta_{\nu\sigma} - \theta_{\mu\sigma}\theta_{\nu\rho})$$

$$P_{me}^1 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\omega_{\nu\sigma} - \theta_{\mu\sigma}\omega_{\nu\rho} + \theta_{\nu\rho}\omega_{\mu\sigma} - \theta_{\nu\sigma}\omega_{\mu\rho})$$

$$P_{em}^1 = \frac{1}{2}(\theta_{\mu\rho}\omega_{\nu\sigma} + \theta_{\mu\sigma}\omega_{\nu\rho} - \theta_{\nu\rho}\omega_{\mu\sigma} - \theta_{\nu\sigma}\omega_{\mu\rho})$$

$$P_s^0 = \frac{1}{3}\theta_{\mu\nu}\theta_{\rho\sigma}$$

$$P_\omega^0 = \omega_{\mu\nu}\omega_{\rho\sigma}$$

$$P_{s\omega}^0 = \frac{1}{\sqrt{3}}\theta_{\mu\nu}\omega_{\rho\sigma}$$

$$P_{\omega s}^0 = \frac{1}{\sqrt{3}}\omega_{\mu\nu}\theta_{\rho\sigma}$$

şeklinde ifade edilirler[1]. (4.1) ifadesi bu projektörler yardımıyla irdelendiğinde, spin2 durumuna karşılık gelen P^2 projektöründe dördüncü mertebe türev içeren bileşenin katsayısının sıfır olması gerektiği anlaşılır. Aksi durumda bu bileşenin negatif kinetik enerjili bir spin-2 parçacık durumuna yol açması kaçınılmazdır[1]. Söz konusu bileşenin katsayısı sıfır olmayıp Rf_P çarpımından oluştuğundan, incelemekte olduğumuz alternatif eylem yaklaşımının negatif kinetik enerjili durumların varlığına yol açmaktadır.

Bu negatif kinetik enerjili durumun ortadan kalkmasının tek yolu, çarpımın sıfır olabilmesi için R' nin ya da f_P 'nin sıfır olmasıdır. Ancak, R 'nin sıfır olması eğri olmayan, düz uzay-zamana karşılık gelir ki aranan çözüm bu değildir. Öte yandan f_P 'nin sıfır olması ise, alternatif eylem ifadesindeki fonksiyonun P ye bağlı olmamasını gerektirir, ki bu durumun karşılığı doğrudan $f(R)$ yaklaşımına sahip alternatif modeller olup alternatif yaklaşımımızın çıkış noktasıyla çelişmektedir. Çünkü bu tezin konusu olan yaklaşımın çıkış noktası zaten f 'nin P'ye bağlılığı durumudur. Dolayısıyla f_P' nin sıfır olması durumunun, bu teze konu olan yaklaşımın ortadan kalkması anlamına geldiğinden, bir seçenek oluşturması mümkün değildir.

Bu veriler ışığında, incelenmekte olan alternatif eylem yaklaşımının yol açtığı negatif kinetik enerjili durumdan kaçınmanın tutarlı bir yolunun bulunmadığı anlaşılmaktadır.

KAYNAKLAR

1. Nunez, A.; Solganik, S. *Ghost Constraints on Modified Gravity*, *Phys. Lett.* **2005,** 608, 189 [arXiv:hep-th/0411102v2]

2. Nunez, A.; Solganik, S. *The Content of f(R) Gravity*, **2004,**[arXiv:hep-th/0403159v1]

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde, güncel bir problem olan, evrenin ivmelenerek genişlemesi problemine çözüm üretmeye aday; denklem (3.2) de verilen orijinal Einstein-Hilbert eylemi yerine, denklem (3.4) de verilen geliştirilmiş eylem ifadesini kullanan bir alternatif kütle çekim kuramının, söz konusu problemi tutarlı bir biçimde çözebilme ihtimali irdelenmiştir. Bunun için, öncelikle önerilen kuramın, bu tür alternatif eylem içeren yaklaşımların yol açabildiği, fiziksel olarak tutarsızlığa karşılık gelen, negatif kinetik enerjili dinamik serbestlik derecelerinin varlığına yol açıp açmadığı kontrol edilmiştir. Ancak yapılan analizler sonucunda, alternatif kuramın tutarsızlık olarak kabul edilen bu istenmeyen durumların varlığına yol açtığı anlaşılmıştır. Dolayısıyla önerilmekte olan kuramın, var olan haliyle, evrenin ivmelenerek genişlemesi problemine tutarlı çözüm üretemeyeceği sonucuna varılmıştır.

Negatif kinetik enerjili durumların, ancak R'nin kendisinin ya da f_P' nin sıfır olması durumunda ortadan kalkabileceği görülmüştür. Ancak bu iki alternatifin de kabul edilemez olduğu, bu durumda da söz konusu durumların bu yaklaşım için kaçınılmaz olduğu sonucuna varılmıştır. Her ne kadar R=0 durumu, en azından boşluk için tutarlı bir alternatif sunabilirmiş gibi görünse de, herhangi bir eğrilik durumunda uzay zamanın kararlı ve tutarlı kalması mümkün değildir. Kaldı ki kuantum boşluk dalgalanmaları göz önüne alınırsa, yerel olarak eğriliğin sürekli ve kararlı bir şekilde boşlukta bile sıfır kalamayacağı anlaşılır.

Konu ile ilgili daha önceki çalışmalarla birlikte değerlendirildiğinde, genel olarak eylem ile bu şekilde oynayan yaklaşımların genellikle böyle tutarsız durumların varlığına yol açabildiği anlaşılmıştır. Dolayısıyla, ivmeli genişleme problemini çözümü için ekstra boyutlar içeren yaklaşımların ya da çok daha farklı alternatif kütle çekim yaklaşımları barındıran süper simetrik modellerin kullanılması önerilmektedir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Veysel BİNBAY

Doğum Yeri: Batman

Doğum Tarihi: 1974

Medeni Hali: Evli

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Mardin Lisesi, 1991

Lisans : Gazi Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü, 1997

Yüksek Lisans : Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilimdalı Başkanlığı, 2002

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:

Yayınları (SCI ve diğer):