



T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

VİSKOZ AKIŞKAN DOLU BİR EVRENİN BAZI ÖZELLİKLERİ
VE
KOZMOLOJİK EVRİMİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN

Neriman VARLIKLİ

DANIŞMAN

Doç. Dr. İsmail TARHAN

ÇANAKKALE

OCAK - 2007



TC
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**VİSKOZ AKIŞKAN DOLU BİR EVRENİN BAZI
ÖZELLİKLERİ
VE
KOZMOLOJİK EVRİMİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN

Neriman VARLIKLI

DANIŞMAN

Doç. Dr. İsmail TARHAN

ÇANAKKALE

OCAK - 2007

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Bu araştırma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Doç.Dr Hüsnü BAYSAL

Üye : Prof.Dr. İhsan YILMAZ

Üye : Doç.Dr. İsmail TARHAN

Kod No :

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylım.

Enstitü Müdürü

Bu tez çalışması Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu tarafından 2005/114 nolu proje olarak desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

ÖZ	I
ABSTRACT	II
SİMGELER VE KISALTMALAR	III
ÇİZELGELER.....	IV
ŞEKİLLER	V
1. GİRİŞ	1
2. TEZİN KONUSU VE AMACI	3
3. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	5
4. MATERYAL VE YÖNTEM	7
4.1. Einstein Alan Denklemleri	7
4.2. Enerji-Momentum Tensörü ve Türleri	9
5. KOZMİK ROTASYON.....	14
5.1. Kozmik Rotasyon Üzerindeki Sınırlamalar.....	15
5.2. Kozmik Mikrodalga Fon Işınım (KMFI) İzortopisine Sahip Rotasyon Yapan Evrenler.....	16
6. SKALER ALAN TEORİSİ.....	19
6.1. Parçacıklar ve Alanlar.....	23
6.2. Skaler Alan.....	24
6.3. Higgs Alanı.....	30
6.4. Skaler Alanın Özellikleri.....	30
6.5. Genişleyen Evrende Skaler Alan.....	33
6.6. Genişleme ve Büzülme Altında Skaler Alanın Davranışı.....	36

7. ARAŞTIRMA BULGULARI	40
7.1. Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağıntılar	40
7.2. Alan Denklemlerinin Çözümü	43
8. SONUÇ ve TARTIŞMA	45
ÖZET	54
SUMMARY	55
TEŞEKKÜR	56
KAYNAKLAR	57
ÖZGEÇMİŞ	60

ÖZ

Bu tezde, evrenin oluşumunun ilk çağlarında etkin olduğuna inanılan kütleli skaler alan ile viskoz akışkanın davranışı ve kozmolojik özellikleri incelenmektedir. Bu amaçla; rotasyon yapan homojen ve anizotrop bir uzay-zamanı karakterize eden Gödel tipi metrik ile tanımlanan bir evreni dolduran viskoz akışkan, kütleli skaler alan ve ısı akısı karışımından oluşan bir kozmik madde dağılımı için kozmolojik sabitli Einstein alan denklemleri elde edilerek çözümler aranmıştır. Elde edilen çözümler yardımıyla, skaler alanın varlığında ve yokluğunda viskoz akışkan madde dağılımının davranışı ve diğer fiziksel özellikleri ile asimptotik davranışları tartışılmıştır. Özellikle kütleli skaler alanın; kozmik mikrodalga fon ışınım anizotropisi, kozmolojik sabit, ısı akısı, viskoz akışkanı karakterize eden shear viskozite katsayısı ve bulk viskozite katsayısı üzerine etkileri irdelenmeye çalışılmıştır.

Anahtar Kelimeler: *Skaler Alan, Viskoz Akışkan, Isı Akısı, Einstein Alan Denklemleri, Gödel evreni, Kozmolojik Modeller, Kozmik Mikrodalga Fon Anizotropisi.*

ABSTRACT

In this thesis, the behaviour of the massive scalar field with the viscous fluid which are believed that they are active at the initial ages of the formation at universe, and their cosmological properties are investigated. For this purpose, Einstein's field equations are obtained and their solutions are studied for the cosmic matter which is composed of viscous fluid, scalar field and heat flux filling a universe defined by Gödel's metric. Furthermore, by using solutions obtained here, the behaviour of viscous fluid matter and other physical properties are discussed in the existence and absence of scalar field with their asymptotic behaviours. Especially, effects of scalar field on the cosmic microwave background radiation anisotropy, shear viscosity coefficient and bulk coefficient characterizing viscous fluid are tried to be examined.

Key Words : *Scalar Field, Viscous Fluid, Heat Flux, Einstein's Field Equations, Gödel's Universe, Cosmological Models, Cosmic Microwave Background Anisotropy.*

SİMGELER VE KISALTMALAR

- i)* Signatür +2 (+, +, +, -) dir.
- ii)* i, j, k, ℓ, m, \dots Latin indisleri 1, 2, 3, 4 değerlerini alırlar.
- iii)* “ , ” kısmi (parçalı) türevi gösterir.
- iv)* “ ; ” kovaryant türevi gösterir. $A_{k;\ell}^i = \frac{\partial A_k^i}{\partial x^\ell} + \Gamma_{m\ell}^i A_k^m - \Gamma_{k\ell}^m A_m^i$
- v)* “ * ” zamana göre türevi gösterir.
- vi)* Koordinatlar $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^4 = t$ dir.
- vii)* u^i kozmik akışkan madde dağılımının 4-lü hız vektörüdür.

Komoving koordinatlarda : $u^i = \frac{dx^i}{ds} = \frac{\delta_4^i}{\sqrt{-g_{44}}}$ dır.

ÇİZELGELER

Çizelge No	Çizelge Adı	Sayfa No
Çizelge 1.	Kozmik madde dağılımının kozmolojik sabite göre davranışını tanımlayan niceliklerin asimptotik özellikleri.	52

ŞEKİLLER

Şekil No	Şekil Adı	Sayfa No
Şekil-1.	Bir karadeliğe yaklaşan cismin tanımladığı Rosetta yörüngesi.	14
Şekil-2.	p/ε oranının genişleme ile, yani kozmik zamanla değişimi.	38
Şekil-3.	Evreni dolduran kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.	46
Şekil-4.	Evreni dolduran kozmik madde dağılımının basıncının kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.	47
Şekil-5.	Evreni dolduran kozmik madde dağılımındaki skaler alan etkileşimini tanımlayan potansiyel (V) ve enerji yoğunluğunun (ε) durgun kütle (M) bağlı olarak zamanla değişimi.	48
Şekil-6.	Bulk vizkozite katsayısının ve shear viskozite katsayısının kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.	49
Şekil-7.	Isı akısının zamanla değişimi ($H_1 = 1$ ve $H_0 = 0$).	50
Şekil-8.	(a) ve (b) iletkenlik katsayısının ve sıcaklığın kozmik genişleme ile değişimi, (c) iletkenlik katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi.	51

1. GİRİŞ

Son yıllarda kozmolojik teorilerde madde oluşumunu açıklamaya ve gravitasyonel alanları tanımlamaya yardımcı olabileceği düşüncesiyle genel relativitede skaler alan kaynaklı modeller üzerine gittikçe artan bir ilgi olmaktadır. Skaler alan kavramı ilk kez Dirac tarafından Mach prensibi fikrini açıklamak için ortaya atılmıştır (Dirac, 1937, 1938; Brans ve Dicke, 1961; Brans, 1997). Skaler alan bir tür skaler mezon alanıdır. Skaler mezon alanı ise pion (π) ve kaon (κ) gibi sıfır spinli yüksüz parçacıkların oluşturduğu madde alanıdır. Bu nedenle, özellikle kütleli skaler alanlar parçacık kütlelerinin kaynağını açıklayan Higgs mekanizması için oldukça önemlidir. Ayrıca kozmolojik çalışmalarda evrenin ivmelenmesini açıklamada quintessence skaler alan üzerinde durulmaktadır (Matos ve ark., 1999; Fay, 2004). Bu ve benzeri çalışmalarda evrenin erken dönemlerinde ortaya çıktığına inanılan ani genişleme (inflation) işlemlerini açıklamak için en iyi mekanizmalardan biri olarak kütsüz ya da kütleli skaler alan içeren viskoz akışkan yaklaşımları vurgulanmaktadır (Patel ve Kopar 1989; Baysal ve ark. 2001; Tarhan, 2002; Mohanty ve Sahoo, 2003).

Yüksek enerji astrofiziği ve parçacık fiziği gözlemleri evrenin rotasyon yaptığına dair kanıtlar göstermiştir (Birch, 1983; Obukhov, 2000; Burghardt, 2001; Behrndt ve Pössel, 2004). Ruben (1991) kozmik rotasyon için üst limitleri aşağıdaki gibi vermiştir:

$$\frac{\omega_o}{H_o} < \begin{cases} 10^{-4} & , \text{ açık evren için} \\ 2.10^{-5} & , \text{ düz evren için} \\ 4.10^{-13} & , \text{ kapalı evren için} \end{cases}$$

Sabit rotasyon yapan bir evren modeli Gödel (1949) tarafından ilk kozmolojik model olarak yayınlanmıştır. Bu modelde, itici kozmolojik terim Einstein alan denklemlerine eklenmiştir. Bu çalışmalardan sonra rotasyonun yanında genişleme ve sheari de dikkate alan daha genel çözümler elde edilmeye çalışılmıştır. Ayrıca evrenin genişlediği de iyi bilinmektedir. Bu nedenle statik olmayan rotasyon yapan evren modellerinin incelenmesi önemli olmaktadır. Gödel tipi çözümler, kapalı zamansal evren çizgilerine izin vermesi ve böylece zamanda seyahat edebilme olasılığına açık kapı bırakması gibi birçok ilginç özellikleri nedeniyle sık sık ele alınmaktadır (Chakraborty ve Bandyopadhyay, 1983; Kopar ve Patel, 1988a;

1988b; Yavuz ve Baysal,1994; Baysal ve ark. 2001; Tarhan, 2002; Barrow ve Tsagas, 2003).

Evrenin evrimini ve bu evrimi sırasında evrende gelişen fiziksel ve geometrik olayları etkileri ile birlikte incelemek ve böylece evrende madde oluşumu, rotasyon, anizotropinin sönümlenmesi, karanlık madde ve kozmolojik sabit problemi gibi bazı temel fiziksel problemlere çözümler aramak hala üzerinde sıkça tartışılan temel konulardan biridir. Bu çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlar yardımıyla, gözlenen bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurulmaya çalışılmaktadır. Bu elde edilecek modeller ile kozmik fon ışınım anizotropisi, entropi oluşumu, maddenin yaratılması, evrenin genişlemesi gibi evrende meydana gelen bazı kozmolojik olaylar ve sonuçları gibi evrenin bazı temel problemlerine çözümler aranmaktadır. Bu amaçla, evrenin uzay-zaman geometrisinin kaynağı olarak toz ve ideal akışkan madde yapıları başta olmak üzere viskoz madde, kozmik sicim (cosmic string), kozmik nötrino, kütleli ya da kütsüz skaler alan, elektromanyetik alan gibi değişik madde formları kozmolojik çerçevede ele alınmaktadır.

2. TEZİN KONUSU VE AMACI

Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktası Einstein'ın Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemleridir. Einstein alan denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çözümler aranmaktadır. O zamandan beri birçok çözümler bulunmuştur. O günden bu yana çeşitli kozmik madde formları alınarak evren modelleri oluşturulmaya çalışılmaktadır. Evrenin ilk anlarını açıklamak için son yıllarda birçok araştırmacı tarafından skaler alan içeren viskoz akışkan kaynaklı kozmik madde yapılarının incelenmesi önerilmektedir (Koppar and Patel, 1988*a*; Patel and Koppar, 1989; Mohanty ve Sahoo., 2003).

Son yıllarda yapılan birçok çalışmalarla, skaler alanın erken evrenin evriminde çok önemli olabileceğine dikkat çekilmiştir. Bu ve benzeri çalışmalarda değişik madde formlarını içeren kozmolojik modeller özellikle evrenin entropi üretimi, madde oluşumu, karanlık madde ve anizotropi problemlerine çözüm aramak için sıkça tartışılmaktadır (Roy ve Singh, 1985; Collins, 1999). Viskoz akışkan ve ısı akışı rotasyon yapan kozmolojik modeller Koppar ve Patel (1988 *a* ve 1988 *b*) tarafından incelenmiştir. Patel ve Koppar (1989) viskoz akışkan, ısı akışı ve skaler alanlı rotasyon yapan evrenleri karakterize eden Gödel çözümlerinin bazı statik olmayan genelleştirmelerini vermişlerdir. Özellikle, başlangıç nükleosentez teoriden elde edilen sonuçların gözlemsel verilerle karşılaştırılmasına izin veren bazı kozmolojik modeller oluşturulabilmektedir. Böylesi modeller yardımıyla, evrenin erken çağlarında meydana geldiğine inanılan madde oluşumu, ani genişleme, kozmolojik sabit problemi gibi bazı fiziksel işlemler başarıyla açıklanabilmektedir. Ayrıca, elde edilen kozmik viskoz akışkan kaynaklı modeller kullanılarak kozmik yapıyı oluşturan parçacık bolluğu dağılımlarının evrenin genişlemesine, madde oluşumuna ve anizotropisine etkileri de tartışılabilir.

Bilindiği gibi evrende, maddenin dağılımında bazı kümeleşmeler vardır. Yıldızlar galaksilerde, galaksiler kümeler içinde ve kümelerde süper kümeler içinde gruplaşmıştır. Bu nedenle; değişik madde formları yanında viskoz akışkan içeren kütleli ya da kütesiz skaler alan varlığının, evrenin ilk başlangıç anlarında kozmik madde dağılımlarının oluşumu ve evrenin evrim işlemleri sırasında önemli rol oynamış olabileceğine inanılmaktadır. Bu ve benzeri nedenlerle, özellikle son yıllarda, viskoz akışkan yanında skaler alan içeren kozmolojik modeller üzerine

gittikçe artan bir ilgi olmuştur. Homojen fakat anizotrop kozmolojik modeller evrenin erken çağlarında parçacık oluşumu, entropi üretimi, karanlık madde ve evrenin izotropisi (ya da anizotropisi) gibi bazı temel özellikleri anlamada önemli rol oynarlar. Homojen ve izotrop uzay-zamanı temsil eden Friedmann – Robertson - Walker (FRW) kozmolojik modeli evrenin bugünkü mevcut durumunu tanımlamada oldukça başarılı olmuştur. Bununla birlikte, uzay-zamanın izotrop karakteri büyük ölçeklerde tam olarak doğrulanamamıştır. Bu nedenle, homojen fakat anizotrop olan Bianchi tipi kozmolojik modeller evrenin anizotropluğunun incelenmesinde önemli rol oynamaktadır. Özellikle, Big-Bang'tan sonra evrenin birçok evre geçişleri etkisinde kalması gibi evrenin ilk anlarındaki olayları açıklamada Bianchi tipi uzay-zamanların incelenmesi büyük önem taşımaktadır. Erken evrende nükleosentez işlemleri sırasında önemli rol oynadığına inanılan vizkozite ve skaler alan yapıların, COBE (Cosmic Background Explorer) uydusu tarafından kozmik mikrodalga fon ışınımının sıcaklığının ölçümü sırasında belirlenmiş olan kozmik mikrodalga anizotropisinin açıklanmasına önemli katkı sağlayacağı dile getirilmektedir. (Skalsky ve Sukenik, 1994).

Bu çalışmanın amacı, rotasyon yapan Gödel tipi uzay-zaman metrikleri ile karakterize edilebilen uzay-zamanlarda meydana gelen, anizotropi, karanlık madde, ısı akısı, madde oluşumu, kozmolojik sabit problemi, bulk ve shear viskozitelerinin rolü v.b. gibi bazı fiziksel olayları açıklayabilmek ve sonuçlarını tartışmaktır. Bu amaçla, kütleli skaler alanın varlığında ve yokluğunda viskoz akışkan ve ısı akılı evren modelleri için Einstein alan denklemlerini elde etmek ve bu denklemlere bazı tam (exact) çözümler araştırmak ve elde edilen modelin fiziksel ve geometrik özelliklerini tartışarak diğer modellerle karşılaştırmaktır. Ayrıca, evrenin evrim işlemleri sırasında karşılaşılan temel fiziksel problemlere çözümler araştırmak da temel amaçlar arasında yer almaktadır.

Bu çalışmada; uzay-zamanın eğrilik kaynağı olarak, kütleli skaler alan ve ısı akılı viskoz akışkan karışımından oluşan bir kozmik madde dağılımı alınarak; rotasyon yapan homojen fakat anizotrop uzay-zamanı tanımlayan Gödel tipi metrik için çeşitli çözümler araştırılmıştır. Elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri tartışılmıştır.

3. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Teorik fiziğin temel amaçlarından biri, gözlenen bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurmaktır. Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktası, Einstein'ın Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemleridir. Einstein alan denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çözümler aranmaktadır. O zamandan beri birçok çözümler elde edilmiştir. Çoğunlukla incelenen kozmolojik modeller ideal akışkanlı modellerdir. Bazı durumlarda, bu yaklaşım yetersiz kalmaktadır. Örneğin, evrenin ilk anlarındaki madde oluşumu, entropi üretimi, kozmik fon anizotropisinin izotropiye bozunması ve nükleosentez işlemler gibi bazı fiziksel olaylar tam olarak açıklanamamaktadır. Bu nedenle, özellikle son yıllarda, evrenin ilk anlarını açıklamak için Big-Bang sonrası ortaya çıktığına inanılan skaler alan oluşumuna ve bu dönemlerde etkin olduğu düşünülen viskoz akışkan madde dağılımına dikkat çekilmektedir (Patel and Koppa, 1989 ve buradaki literatürler). Evrenin ilk anlarında oluşan nükleosentez işlemler sırasında ortaya çıktığına inanılan kütleli skaler alanın salınımı ile viskoz akışkan gibi diğer ilkel madde formlarının oluşmuş olabileceği düşünülmektedir. Evrenin başlangıç anlarında bir çok evre geçişleri olmuş ve bu evre geçişleri, Big Bang'tan sonraki sıcaklık kritik sıcaklığın ($t = 10^{-43}$ s deki sıcaklık, $\sim 10^{32}$ K) altına düştüğünde meydana gelmiştir. Evre geçişlerinin, kütleli skaler alanın bozunmasına ve bunun sonucu olarak viskoz akışkan ile birlikte nükleosentez işlemlerin başlamasına ve kozmik parçacık oluşumuna kaynak oluşturduğuna inanılmaktadır.

Rotasyon yapan homojen uzay-zamanları karakterize eden Gödel tipi kozmolojik modeller evrenin ilk çağlarında etkin olduğuna inanılan rotasyon işlemi başta olmak üzere kozmolojik sabit problemi, ısı akısı aktarımı, anizotropi azalması, gökada oluşumu gibi evrenin bazı temel özelliklerini anlamada önemli rol oynarlar. Bu bağlamda, yeni çözümler bulmak ve onları yorumlamak temel bilimcilerin hala önemle üzerinde durdukları birkaç konudan biridir. Çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlardan en çok kullanılanlardan biri uzay-zaman simetrilerini dikkate almaktır (Hawking ve Israel, 1979; Demianski, 1979; Kramer ve ark., 2003). Bu simetrilere de uzayın homojenliğidir. Büyük ölçekte (mesafe $\geq 50 - 100$ Mpc) bu durumu destekleyici bazı gözlemsel veriler

vardır (MacCallum, 1979). Bu nedenle, bugünkü evreni inceleme ve yorumlamada rotasyon yapan homojen kozmolojiler büyük önem taşımaktadır. Yukarıda sözü edilen gözlemsel gerçeklerden başka homojen evrenlerin incelenmesi matematiksel açıdan da büyük kolaylığa sahiptir. Çünkü Einstein alan denklemleri, bu durumda kısmi diferansiyel denklemlerden adi diferansiyel denklemlere indirgenmektedir. Homojenlik, evrenin fiziksel özelliklerinin verilen bir zamanda ve seçilen bir doğrultu boyunca aynı olması şeklinde tanımlanmaktadır. Bir başka ifade ile bir metrik uzay, bir x^i noktasını komşuluğundaki bir \bar{x}^i noktasına dönüştüren $\bar{x}^i = x^i + \varepsilon \xi^i(x)$ şeklindeki izometri dönüşümlerine sahipse bu metrik homojendir denir. Burada $|\varepsilon| \ll 1$ dir. Uzay ve zamanın bütün noktalarında metriğin aynı olduğu bir kozmolojik modele uzay ve zamanda homojen model denir. Eğer $t = \text{sabit}$ hiperyüzeyi üzerinde sadece uzay kısmına ait bütün noktalarda metrik aynı ise, o zaman model *Uzaysal Homojen Model* adını alır. Böylece, Einstein alan denklemleri tek bir bağımsız değişken (t zamanı) cinsinden yazılabilir (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 1985; Hughston ve Tod, 1990).

4. MATERYAL VE YÖNTEM

4.1. Einstein Alan Denklemleri

Gravitasyonel etkileşimleri açıklamak için bir çok teori ileri sürülmüştür. Fakat bu teorilerin hiçbiri *gezegenlerin enberi noktasının ilerlemesi*, *gravitasyonel kırmızıya kayma*, *gravitasyonel alanda ışığın sapması* gibi bazı gravitasyonel kökenli olayları tam olarak açıklayamamaktadır. Bu nedenle, Einstein büyük ölçekteki gravitasyonel etkileşimleri ve evrenin global yapısını daha iyi bir şekilde tanımlayabilmek ve açıklayabilmek için 1915 yılında kendi adıyla anılan *Einstein Genel Relativite Teorisini* ortaya atmıştır. Bu teorinin temel denklemleri uzay-zamanın geometrisi ile bu geometriyi oluşturan madde arasında bir ilişki olduğunu

ön gören *Einstein Alan Denklemleri*dir. Buna göre, 4-boyutlu bir (M^4, g_{ik}) düzgün Riemann manifoldunda uzay-zamanın geometrisi, uzay ve zamanın koordinatlarının sürekli bir fonksiyonu olarak tanımlanan $g_{ik} = g_{ik}(x^1, x^2, x^3, x^4)$ metrik tensörü yardımıyla

$$ds^2 = g_{ik}(x^j) dx^i dx^k \quad (1)$$

şeklinde belirlenen ds^2 yay elemanı ile karakterize edilmektedir. Burada g_{ik} genel olarak x^j koordinatlarına bağlı metrik tensör olup simetriktir ($g_{ik} = g_{ki}$) ve dx^i 'ler de koordinat diferansiyelleridir. Bu çerçevede uzay-zamanın geometrik yapısı ile gravitasyonel alanlar arasında matematiksel ilişki

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \kappa T_{ik} - \Lambda g_{ik} \quad , \quad \kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (2)$$

olarak verilen Einstein alan denklemleri ile tanımlanmaktadır. Burada R_{ik} Ricci tensörü (simetrik), R eğrilik skaleri ($R = R_i^i = g^{ik} R_{ik}$), G gravitasyon sabiti, Λ kozmolojik sabit, c ışık hızı ve T_{ik} enerji-momentum tensörüdür ve simetriktir. Einstein alan denklemleri, simetri ($G_{ik} = G_{ki}$) nedeniyle 10 tane ikinci mertebeden lineer olmayan kısmi diferansiyel denklem sistemi oluştururlar. Bu diferansiyel

denklemlerinin tam çözümleri oldukça zordur. Einstein alan denklemlerine çözümler aranırken uzay-zaman simetrilerinin büyük önemi vardır. Bu yüzden çoğu zaman alan denklemlerinin sağ tarafına *homojenlik*, *izotropi*, *küresel simetri*, *silindirik simetri* ve *düzlemsel simetri* gibi bazı fiziksel ve matematiksel kabullerden biri veya bir kaçı, sol tarafa ise ideal akışkan, viskoz akışkan, elektromanyetik alan, kozmik string gibi madde formları alınarak denklemlerin çözümleri elde edilmeye çalışılır. Simetri özellikleri matematiksel olarak,

$$\mathbf{g}_{ik,j}\xi^j + \mathbf{g}_{ij}\xi^j{}_{,k} + \mathbf{g}_{jk}\xi^j{}_{,i} = 0 \quad (3)$$

şeklinde verilen Killing denklemlerinin ξ^i çözümleri ile belirlenmektedir. Bu denklemler, ξ^i yerdeğiştirmeleri altında uzay-zamanın invaryant kalması için gerekli ve yeterli şartları oluştururlar. Bu ξ^i çözümlerine Killing vektör alanları denir. Bu denklemlere her zaman çözüm bulmak mümkün olmamaktadır. Denklemlerin bir çözümü varsa uzay-zaman bir hareket simetrisine ya da izometriye sahiptir denir (Ryan ve Sheply, 1975; Kramer et al., 2003; Stephani, 1985).

Uzay-zamanı tanımlayan bir ds^2 yay elemanı verildiğinde buna ait Einstein alan denklemlerini bulmak için öncelikle verilen yay elemanını oluşturan \mathbf{g}_{ik} metrik potansiyel tensörlerinden yararlanarak

$$\Gamma_{k\ell}^i = \frac{1}{2}\mathbf{g}^{im}\left(\frac{\partial\mathbf{g}_{km}}{\partial\mathbf{x}^\ell} + \frac{\partial\mathbf{g}_{m\ell}}{\partial\mathbf{x}^k} - \frac{\partial\mathbf{g}_{k\ell}}{\partial\mathbf{x}^m}\right) \quad (4)$$

bağıntısı ile ifade edilen ve 40 bileşeni bulunan Christoffel sembolleri ($\Gamma_{k\ell}^i = \Gamma_{\ell k}^i$) hesaplanır. Bağlantı (connection) katsayıları olarak da anılan bu sembolleri kullanarak Einstein alan denklemlerinde yer alan Ricci tensörü,

$$R_{ik} = R_{ki} = \frac{\partial\Gamma_{ik}^i}{\partial\mathbf{x}^\ell} - \frac{\partial\Gamma_{i\ell}^\ell}{\partial\mathbf{x}^k} + \Gamma_{ik}^\ell\Gamma_{im}^m - \Gamma_{i\ell}^m\Gamma_{km}^\ell \quad (5)$$

bağıntısından hesaplanır. Bu hesaplamalar sonucunda 10 Ricci tensör bileşeni elde edilir. Ricci tensöründen yararlanarak R eğrilik skaleri hesaplanır. Ricci tensörü uzay-zamanın eğriliğini gösteren

$$R^i{}_{k\ell m} = \frac{\partial\Gamma_{km}^i}{\partial\mathbf{x}^\ell} - \frac{\partial\Gamma_{k\ell}^i}{\partial\mathbf{x}^m} + \Gamma_{n\ell}^i\Gamma_{km}^n - \Gamma_{nm}^i\Gamma_{k\ell}^n \quad (6)$$

Rieman tensörünün indisler üzerinden gençleşmiş (contraction) halidir. Riemann tensörünü hesaplamak oldukça zor ve zahmetlidir. Hesaplamalarda Riemann tensörünün $R_{ik\ell m} = R_{kim\ell} = R_{\ell mik}$ gibi simetri ve $R_{ik\ell m} + R_{imk\ell} + R_{i\ell mk} = 0$ bağıntılarından dolayı 20 bağımsız bileşeni vardır. Tüm bu hesaplanan nicelikler (2) denklemi ile verilen Einstein alan denklemlerinde kullanılarak T_{ik} enerji-momentum tensörü ile karakterize edilen madde dağılımının uzay-zamana nasıl bir geometri kazandıracağı hakkında bilgi edinilir. Elde edilen Einstein alan denklemlerinde $T_{ik} \neq 0$ ve $T_{ik} = 0$ durumları alınırsa sırasıyla T_{ik} madde dağılımı içindeki (iç çözüm) ve dışındaki (dış çözüm) gravitasyonel alanları elde edilir. Gravitasyonel alanda bir parçacığın hareket (geodezik) denklemi,

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{km} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^m}{ds} = 0 \quad (7)$$

ile verilir (Landau ve Lifshitz, 1987). Böylece, elde edilen alan denklemlerinin çözümünde ilave olarak metrik katsayıları veya maddenin fiziksel nicelikleri arasında bağıntılar kuran durum denklemleri ($p = p(\rho)$) gibi ek koşullar da kullanılmaktadır. Önerildiği günden bu güne kadar, Einstein alan denklemlerine birçok çözümler bulunmuş ve çalışmalar devam etmektedir. Son zamanlarda gerek astrofiziksel ve gerekse kozmolojik önemi nedeniyle, bu denklemlerin yeni çözümlerinin elde edilmesinde uzay-zaman simetrileri ve yeni madde formları kullanılmaktadır.

4.2. Enerji-Momentum Tensörü ve Türleri

Enerji-momentum tensörünün tam anlamıyla bilinmesi ancak maddenin yapısı hakkında iyi bir teorinin tanımlanması ile mümkündür. Bu nedenle, bir yaklaşım yapılması kaçınılmaz olmaktadır. Bu yaklaşım mükemmellik derecesine göre az veya çok karmaşık haldeki bir enerji-momentum tensörüne karşılık gelecektir. Bu tensör; maddesel enerji, kinetik enerji, gerilimlerden ortaya çıkan enerji, elektromanyetik alanın doğurduğu enerji vb. gibi farklı enerji türlerine karşılık gelen farklı terimler içerir (Lichnerowicz, 1967; Landau ve Lifshitz, 1987). Farklı maddeleri tanımlayan enerji-momentum tensörleri kısaca şu şekilde özetlenebilir:

i) Toz Bulutu (The Colud of Dust)

Basınçsız ($p = 0$) madde yumağı olarak da tanımlanan toz bulutu için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k \quad (8)$$

şeklinde verilir. Burada ρ , zamansal (time-like) 4-lü hız vektörü u^i 'ye sahip bir gözlemci tarafından ölçülen madde dağılımının toplam enerji yoğunluğudur. u^i , 4-lü hız vektörü olup,

$$u^i u_i = -1. \quad (9)$$

eşitliğini sağlar.

ii) Saf Işınım Alanı (Pure Radiation Field)

Tamamen ışınım ile dolu bir alanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \Phi^2 k_i k_k \quad (10)$$

olarak verilir. Burada k_i ve Φ , sırasıyla, ışıksal (null, $k_i k^i = 0$) 4-lü vektör ve ışınımı karakterize eden skaler fonksiyondur.

iii) Relativistik Gaz (Relativistic Gas)

Relativistik özelliklere sahip bir gaz dağılımının enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \sum_A \int_{P_A} p_i p_k f_A \pi_A \quad (11)$$

olarak tanımlanır. Burada p_A , f_A ve π_A , sırasıyla, gaz parçacıklarının 4-lü momentumu, gaz parçacıklarının dağılım fonksiyonu ve koordinattan bağımsız hacim elemanıdır.

iv) İdeal Akışkan (Perfect Fluid)

Basıncılı ($p \neq 0$) madde dağılımı olarak da adlandırılan ideal akışkan için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} \quad (12)$$

olarak verilir. Burada ρ , akışkanın izotropik basıncıdır. h_{ik} ise izdüşüm tensörü olup,

$$h_{ik} = g_{ik} \mp u_i u_k \quad (13)$$

olarak tanımlanır ve simetrik bir tensördür ($h_{ik} = h_{ki}$). Bu izdüşüm tensörü $h_{ik} u^k = 0$ ortogonalite bağıntısını sağlar. (\mp) işareti madde dağılımının içinde bulunduğu uzay-zamanı tanımlayan metriğin signatürüne bağlı olarak, (+2) signatür için (+) ve (-2) signatür için (-) olacak şekilde değer alır.

v) Anizotropik Akışkan (Anizotropik Fluid)

Anizotropik basınca sahip bir akışkanı tanımlayan anizotropik bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (\rho + p_{\perp}) u_i u_k + p_{\perp} g_{ik} + (p_r - p_{\perp}) X_i X_k \quad (14)$$

dır. Burada p_{\perp} ve p_r , sırasıyla basıncın dik ve radyal bileşenleridir. X_i ise u^i zamansal 4-lü vektöre dik birim uzaysal (space-like) 4-lü vektördür ($u^i X_i = 0$, $u^i u_i = -X_i X^i = -1$).

vi) Isı Akılı Akışkan (The Fluid with Heat Flux)

Isı akısına sahip bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} + q_i u_k + q_k u_i + \pi_{ik} \quad (15)$$

şeklindedir. Burada q_i ve π_{ik} , sırasıyla, 4-lü ısı akı vektörü ve izsiz gerilim veya anizotropik basınç tensörüdür.

vii) İdeal Olmayan Akışkan (Imperfect Fluid)

İdeal olmayan bir akışkan için enerji-momentum tensörü

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} - 2 \eta \sigma_{ik} + q_i u_k + q_k u_i \quad (16)$$

şeklinde bir yapıya sahiptir.

viii) Viskoz Akışkan (Viscous Fluid)

Viskoziteli akışkan olarak da adlandırılan viskoz akışkan için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k \mp (p - \xi \theta) h_{ik} \pm 2\eta \sigma_{ik} \quad (17)$$

olarak verilir. Burada η , ξ ve θ , sırasıyla shear viskozite katsayısı, bulk viskozite katsayısı ve genişleme skaleridir.

ix) Elektromanyetik Alan (Electromagnetic Field)

Elektromanyetik alanı tanımlayan enerji momentum-tensörü,

$$T_{ik} = F_{i\ell} F_k^\ell - \frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} g_{ik} \quad (18)$$

dır. Burada $F_{ik} = -F_{ki}$, elektromanyetik alan tensörü olup antisimetrik bir tensördür.

x) Kozmik Nötrino (Cosmic Neutrino)

Kozmik nötrinoları karakterize eden enerji-momentum tensörü

$$T_{ik} = \chi \ell_i \ell_k \quad (19)$$

olarak verilir. Burada χ ve ℓ_i , sırasıyla, kozmik nötrinoları karakterize eden enerji yoğunluğu ve kozmik nötrinoların dağılımını tanımlayan 4-lü null vektördür ($\ell_i \ell^i = 0$).

xi) Sicim Bulutu (String Cloud)

1-boyutlu nesnelere olarak da tanımlanan kozmik string bulutu için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k - \lambda X_i X_k \quad (20)$$

olarak verilir. Burada λ , ρ ve $\rho_p = \rho - \lambda$, sırasıyla, kozmik stringleri karakterize eden sicim gerilim enerji yoğunluğu, sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu ve sicimlere iliştilmiş parçacıkların durgun enerji yoğunluğudur.

xii) Sicim Akışkan (String Fluid)

Kozmik sicimlerden oluşan bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (q + \rho_s)(u_i u_k - X_i X_k) + q g_{ik} \quad (21)$$

dır. Burada ρ_s ve q , sırasıyla, sicim yoğunluğu ve sicim gerilimi yani bir tür sicim basıncıdır.

xiii) Skaler Alan (Scalar Field)

Bir tür sıfır kütleli parçacıkların alanını tanımlayan skaler alan için enerji-momentum tensörü

$$T_{\phi}^{ik} = g^{i\ell} g^{km} \frac{\partial \phi}{\partial x^\ell} \frac{\partial \phi}{\partial x^m} - \frac{1}{2} g^{ik} g^{\ell m} \frac{\partial \phi}{\partial x^\ell} \frac{\partial \phi}{\partial x^m} \quad (22)$$

olarak verilir. Burada ϕ , skaler alanı tanımlayan bir fonksiyondur.

Skaler alan, *kütlelessiz skaler alan* ve *kütleli skaler alan* olmak üzere iki kısımda ele alınır. $V = V(\phi)$, ϕ skaler alanına bağlı bir fonksiyon, yani skaler alan potansiyeli olmak üzere, kütlelessiz skaler alanın enerji momentum tensörü,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[V_{,i} V_{,k} - \frac{1}{2} g_{ik} V^2 \right] \quad (23)$$

denklemleri ile verilirken kütleli skaler alana ait enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik}^M = \frac{1}{4\pi} \left[V_{,i} V_{,k} - \frac{1}{2} g_{ik} (V^2 - M^2 V^2) \right] \quad (24)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada, $V_i = V_{,i} = \frac{\partial V}{\partial x^i}$, $V^2 = g^{ik} V_i V_k = V^i V_i$ ve M ise

kütleli skaler alana kütle kazandıran *sıfır* spinli parçacığın (m) kütlesi ile ilgili bir kütle değeridir. $h = 6,626.10^{-34} j.s$, *Planck sabiti* olmak üzere, bu kütle,

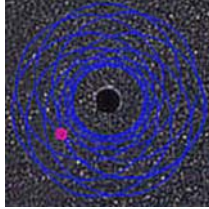
$M = \frac{2\pi m}{h} = \frac{m}{\hbar}$, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ olup enerji-kütle eşdeğerlik denklemi gereğince, kütleli

skaler alanın enerjisine karşılık gelen kütleler ve skaler alandaki dalgalanmalar (*salınımlar*) sonucu ortaya çıktığına inanılmaktadır. Skaler alan; *mezon* skaler alanı olarak alınırsa, bu M kütlesi mezon'un durgun kütlesi olur.

5. KOZMİK ROTASYON

1946'da Gamov (1946) rotasyon yapan bir evrenin olabilirliği hakkında bir çalışma yayınladı. Gamov bu çalışmasında, galaksilerin niçin rotasyon yaptığını merak etti ve bunun teleskopların erişiminden uzakta yer alan bazı merkezler etrafındaki tüm evrenin genel bir rotasyonundan kaynaklanabileceği fikrini ileri sürdü. Hatta bu etkiyi, galaksilerin radyal hızlarındaki Oort etkisi eşitliği ile belirlemeyi önerdi. Galaksimizde Oort etkisi, yakın yıldızların hızlarındaki diferansiyel rotasyon etkilerini ele alarak güneşin galaktik merkez etrafında rotasyonunu açıklamak için kullanılmaktadır. Gamov'un düşüncesi; Lanczos (1924) tarafından incelenmiş olan senaryoya benzemektedir. Gamov sonsuz rotasyon yapan toz silindir için Einstein alan denklemlerini çözdü (Gamov, 1946).

Bu düşünceden 1949'da ele alınan homojen fakat kozmolojik sabitli ve rotasyon yapan evreni temsil eden Gödel çözümüne geçiş oldukça önemlidir (Gödel, 1949). Bu çözümde madde, bir eylemsiz sistemdeki gözlemciye göre sabit açısal bir hızla her yerde rotasyon yapar. Bu durumun iyi bir gösterimi Hawking ve Ellis tarafından verilmiştir (Hawking ve Ellis, 1973). Böyle bir uzay-zamanda, test parçacıkları ve ışık ışınları düz bir doğrultudan saparlar ve spiral bir yörünge tanımlayamayacak kadar yavaş olmayan, fakat kaçamayacak kadar da hızlı olmayan bir cismin (örneğin; bir karadeliğe yaklaşan cismin tanımladığı yörünge gibi) yörüngesi olarak ifadesi edilen Rosetta yörüngeleri (Şekil-1) boyunca osilasyon yapmaya başlarlar (Kundt, 1956). Kuantum mekaniğinde Rosetta yörüngesi, potansiyeli $1/r$ olarak ifade edilmeyen küresel simetrik bir çözüm tanımlar.



Şekil-1. Bir karadeliğe yaklaşan cismin tanımladığı Rosetta yörüngesi.

Newton gösteriminde, bu rotasyon \vec{v} vektör alanının rotasyon matrisi ile tanımlanır (Kristian ve Sachs, 1966):

$$\omega_{nv} = v_{[n,v]} \quad (25)$$

burada “,” sembolü x^v 'ye göre parçalı türevi göstermektedir ve “[]” sembolü ise

sadece antisimetrik kısmın kullanıldığını belirtir. Matrisin sıfırdan farklı bileşenleri, açısal hızın bileşenleridir:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{v} \quad (26)$$

Bu vektörün herbir elemanı rotasyon matrisinde bir pozitif, bir negatif olmak üzere iki defa görünür (Budó, 1965). Bu nedenle; açısal hızın büyüklüğü,

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} v_{[n,v]} v_{[n,v]}} \quad (27)$$

ifadesini hesaplayarak elde edilir. (25) ifadesi gözlemcinin 4-lü hız ve kovaryant türevleri kullanılarak genel relativite için genelleştirilebilir (Misner ve ark., 1973):

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{2} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu}} \quad (28)$$

Homojen bir evrende her gözlemci kendi etrafında rotasyon yapan evreni görür. Bu nedenle, gözlemcinin rotasyon eksenini “*kozmetik rotasyon eksenini*” olarak adlandırılır ve bu eksen sadece bu gözlemci için bir anlam taşır.

5.1 Kozmik Rotasyon Üzerindeki Sınırlamalar

Gödel modeli, homojen, rotasyon yapan kozmolojilerin varlığını göstermesinden dolayı genel relativite çalışmalarında önemli bir yer tutmaktadır. Gödel’in kendisi de zamansal (timelike) eğrilerin gözlemciden (ışık konisinin altında) belli bir uzaklıkta var olduğunu gösterdi. Bu nedenle bu modelin, uzay-zamanın nedensellik yapısını bozduğu düşünülebilir. Orijinal Gödel modeli, kozmik genişleme içermeyen statik model düşüncesidir. Bununla birlikte, son yıllarda birçok araştırmacı kapalı zamansal eğrileri içermeyen fakat kozmik genişlemeye sahip daha genel Gödel modeli için çözümler elde etmeye çalışmıştır (Gödel, 1952, Kundt, 1956, Ozsváth ve Schücking, 1962). Özellikle 1960’dan bu yana yapılan çeşitli çalışmalar sonucunda kozmik mikrodalga fon ışınımında az da olsa bir anizotropinin (sıcaklık anizotropisi, $\Delta T/T \cong 10^{-5}$) belirlenmesiyle kozmik rotasyon üzerinde oldukça güçlü sınırlamalar ortaya kondu (Barrow ve ark., 1985, Collins ve Hawking, 1973, Hawking, 1969). Eğer kozmik mikrodalga fon ışınımının (KMFİ), evrenin optik olarak ince olduğu son saçılma zamanında salındığı varsayılırsa bu fotonların etrafımızı kuşatan ve iyi bilinen ortamlardan dedektörlere geldiği düşünülebilir.

Böylece, fotonların yörüngeleri evrenin büyük ölçek anizotropisi tarafından etkilenmelidir. Bu da mikrodalga fon ışınım anizotropisinde kendini gösterir. Mikrodalga fon ışınım anizotropisine üç temel katkı ilk olarak Hawking (1969) tarafından tanımlandı:

- Kozmik mikrodalga fon ışınım fotonlarının belirlenmesi,
- Işınım salma sırasında madde akış hızları nedeniyle kozmik mikrodalga fon ışınım fotonlarının kırmızı ya da maviye kayması,
- Evrenin anizotropik genişlemesi, bu genişleme tüm ışık yolu üzerinden integral olarak hesaplanır.

İlk iki katkı komoving madde akışına sahip modellerde sıfırdır. Böyle evrenlerde kozmik rotasyon, hız yapısını kırmızıya kaymanın dar bir bölgesinden gelen fotonların homojen bir yüzeyine dahil eder.

5.2. Kozmik Mikrodalga Fon Işınım (KMFI) İzotropisine Sahip Rotasyon Yapan Evrenler

Hawking ve diğer araştırmacılar tarafından yapılan çalışmaların sonucu elde edilen KMFI izotropisi verileri evrenin çok düşük bir rotasyon oranına sahip olduğunu göstermektedir (Hawking, 1969, Hawking ve Ellis, 1973, Barrow ve ark., 1985). Bu ölçümlerdeki duyarlılık KMFI ölçümlerindeki duyarlılığa bağlıdır. Kozmik rotasyon oranı üzerindeki sınırlamaların en geneli Barrow ve ark. (1985) tarafından verilmektedir. Örneğin Birch (1982) $H_0 = 60 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ için $\omega = 10^{-13} \text{ rad.yıl}^{-1}$ ya da $1,5 H_0$ değerini bulmuştur. Bu değer kozmik mikrodalga fon ışınım gözlemleri ile uyum içerisindedir. Bununla beraber, Birch'ün makalesinden kısa bir süre sonra, özellikle 1980'lerden sonra bu güçlü sınırlamaları kuvvetlendirecek çalışmalara hız kazandıracak yeni bir sınıf evren modeli ortaya atılmıştır (Ivanenko ve ark., 1986a, 1986b, 1987). Bu çalışmalar ve elde edilen sonuçlar Korotky ve Obukhov (1996) tarafından değerlendirilerek Gödel metriğinin genelleştirilmiş versiyonlarını vermiştir. Bu yeni sınıf metrikler üzerine çalışan başta Hawking olmak üzere diğer araştırmacılar da kozmik anizotropinin, metriği karakterize eden evreni dolduran madde akışının shearinden kaynaklandığını gösterdiler. Bu durum, sonuçların Newtoniyen sistemde ele alınmasıyla gösterilebilir. Bir \vec{v} vektör alanı için izsiz shear matrisi $\sigma_{\eta\nu}$;

$$\sigma_{nv} = v_{(n,v)} - \frac{1}{2} \delta_{nv} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (29)$$

ile verilir. Bu ifade vektör alanının bütün türevlerini içerir (Misner ve ark., 1973). () sembolü simetrik kısmın alındığını göstermektedir. Eğer tüm karışık türevler sıfır ve $\vec{v}_{1,1} = \vec{v}_{2,2} = \vec{v}_{3,3}$ ise shear matrisi sıfırdır. Bu durumda, yeni metrikler bir komoving madde akışına sahip olur ve böylece Hawking tarafından tanımlanmış olan üç katkının tamamı sıfır olur. Bu durumda yeni metrikler, kozmik mikrodalga verileri ile uyumsuz. Bu nedenle, Korotky ve Obukhov tarafından tartışılan metriklerin oldukça genel sınıfının özel bir durumu olan “Gödel-tipi” metrikler üzerinde yoğunlaşmaktadır. Bu metriklere bir örnek olarak; c ışık hızı, x , y , z ve t lokal kartezyen koordinatlar ve kozmik zaman olmak üzere,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - 2c\sqrt{\sigma}R(t)e^{mx} dt dy - R^2(t)(dx^2 + ke^{2mx} dy^2 + dz^2) \quad (30)$$

metriği verilebilir. Metrik $k > 0$, $\sigma > 0$ ve $m > 0$ olacak şekilde birkaç serbest parametreye sahiptir. Burada k ve σ boyutsuz, m ise uzunluk boyutundadır. Kozmik ölçek çarpanı $R(t)$ alan denklemleriyle belirlenir. Orijinal Gödel metriği, $k = -1/2$, $\sigma = 1$, $m = t_0 / c$ ve $R(t) = \text{sabit}$ için yeniden yazılabilir. Burada t_0 evrenin yaşı olup,

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^b, \quad b = \text{sabit} \quad (31)$$

denklemini ile tanımlıdır. Bu ve benzeri çalışmalarda, uzay-zamanın nedenselliğini sağlamak için sadece $k > 0$ olan modellerin dikkate alınması gerektiği vurgulanmıştır (Korotky ve Obukhov, 1996, Maitra, 1966). Durgun gözlemci etrafındaki evrenin açısal hızı (28) denkleminde tanımlanan ω skaleri ile tanımlanır. (30) metriği için açısal hız skaleri,

$$\omega = \frac{mc}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{k + \sigma}}, \quad (32)$$

olarak elde edilir. Bu sonuç prensipte, evrensel rotasyonun $k \ll \sigma$ sınırlamasıyla $m \approx H_0 / c$ için büyük bir olasılıkla mümkün olabileceğini göstermektedir. Rotasyon, yılda ve Hubble zamanı üzerinden mikrosaniyeler mertebesinde. Böylece evrenin bir radyanın yarısı kadar bir açısal hızla dönebileceği sonucuna varılmaktadır. Böyle

kozmozolojik modellerin birçok gözlemsel sonuçları Korotky ve Obukhov (1996) tarafından verilmiş ve bu sonuçların gözlemlerle uyumlu oldukları vurgulanmıştır.

Birch (1982, 1983) ve daha sonra Nodland ve Ralston (1997) tarafından yapılan bir çalışmada, yansıma indeksinin değerlerini oluşturan ve kozmozolojik polarizasyon (birefringence) gözlemleri olarak adlandırılan verilerin Gödel tipi metrikler ile açıklanabilme olasılığına dikkat çektiler (Korotkii ve Obukhov, 1995, Korotky ve Obukhov., 1996, Obukhov, 1992, Obukhov ve ark., 1997). Bu araştırmacılar evrensel rotasyonun, ortalama polarizasyonun yönü ile büyük uzanım eksenini (major elongation axis) arasındaki farkı veren bağıntıda yer alan polarizasyon vektörüne göre galaksi Őekillerinin rotasyonunu doğru bir Şekilde açıklayabileceğini buldular. Bu varsayım altında araştırmacılar evrensel rotasyonun büyüklüğü için çok büyük tahminler yaptılar. Birch' n verilerinden Obukhov,

$$\mathfrak{S} = 3,6 \pm 1,6 \frac{c}{H_o} \quad (33)$$

Şeklinde bir polarizasyon leği elde etti ve buradan da $\omega = 1,8 H_o$ büyüklüğünde bir açısal hız belirledi (Obukhov, 1992). Benzer Şekilde Nodland ve Ralston (1997),

$$\mathfrak{S} = 13,2 \pm 1,0 \frac{c}{H_o} \quad (34)$$

leğini kullanarak açısal hızı $\omega = 6,8 H_o$ olarak buldu (Obukhov ve ark., 1997). Bununla birlikte Panov ve Sbytov (1992) bu problemi, Gödel tipi metrik için hesapladı ve polarizasyon etkisi için farklı bir bağıntı elde etti. Daha sonraki araştırmacılar Seitz ve ark. (1994) metodlarını kullanarak Panov ve Sbytov ile aynı sonuçları elde ettiler. Bu alışmalar uzay-zamanın biçimini bozan etkileri tanımlayan parametreleri, özellikle shear değerlerini belirlemede önemli olmuştur. Bozulma etkisini hesaplamak için Kristian ve Sachs (1996) tarafından ortaya atılan “*evren yavaş değişen metrik tensrl Riemann uzay-zamanı ile tanımlanır*” yaklaşımı temel alınmıştır. Oysa evrende genişleme ile beraber yayılan ışık demeti boyunca doğrudan integrasyon ile Gödel tipi metrik için ışık ışınlarının bozulmasını hesaplamak daha tutarlıdır. Bu yolla yapılan hesaplar düşük kırmızıya kayma veya kk açısal frekans ($\omega \ll H_o$) değerleriyle daha iyi uyum gösterdiği Panov ve Sbytov (1992) ile Korotkii ve Obukhov (1995) tarafından tartışılmıştır. Sonuçlar keyfi ω açısal frekansları ve z kırmızıya kayma değerleri için nümerik olarak da verilmiştir. Zayıf

gravitasyonel mercek etkisi çalışmalarından teorik shear değeri ile gözlemsel shear değerlerinin karşılaştırılmasıyla rotasyon değerleri üzerindeki sınır değerler belirlenebilmektedir.

6. SKALER ALAN TEORİSİ

Elektromanyetik alanın doğasının açıkça anlaşılması ve özel relativitenin gelişiminden sonra, skaler alanın varlığı önemsiz görülmeye başlandı. Elektrik ve manyetik alanın beraber Minkowski uzayında tensörel yapıda ve elektromanyetik potansiyelin de Minkowski uzayında bir vektör olduğunu biliyoruz, peki niye skaler alan teorisini geliştirmeye çalışmıyoruz? Madem ki bu relativistlik alanın en basit durumu!

40-50 yıl öncesinin en popüler kitapları (örneğin Wentzel'in *Quantum Theory of Fields*) skaler alanı geniş bir perspektifte tartışmışlardır (Wentzel, 2003). Çünkü en basit örnekte ve yazarın adı ile birleştirilmedi. Gerçek zafer ve heyecan verici duruma, Japon fizikçi Yukawa'nın artık kütleli nükleer kuvvetlerini açıklamak için skaler alanı kullanmasıyla geldi. Bu öneri büyük etki uyandırdı, çünkü nükleer kuvvetlerin iki önemli özelliği, onları elektromanyetik kuvvetlerden ayırır: benzer parçacıkların çekimi, yani çekirdek içindeki nükleonların karşılıklı çekimi ve nükleer kuvvetlerin kısa menzili olması. Yukawa bu çalışmaları sırasında mezonların varlığını tahmin etti ve mezonların kozmik ışınların kütlesi civarında bir kütleyle sahip olması gerektiği keşfedildiğinde, bu düşünce büyük ilgi uyandırdı. Daha sonra mezonların, nükleonlarla etkileşmesi için çok küçük çapraz parçacıklara sahip olmaları gerektiği keşfedildi. Bunlar μ -mezonları olarak adlandırıldı ve ağır elektronlar olarak açıklandı. Bununla beraber, kısa süre sonra π -mezonları keşfedildi. Bunların kütleleri yaklaşık olarak 140 Mev civarındadır ve etki alanı Yukawa tarafından tahmin edilen değerlerle tam olarak uyduğu görülmüştür.

Bir sonraki gelişme, Kemmer tarafından nötron ve protonların mezonlara benzerliğinin gözlenmesi olmuştur. Böylece skaler alanın varlığına götüren üç tip mezonun varlığı kanıtlanmış oldu: Bunlar; π^+ , π^- , π^0 yüklü mezonlar olup bir müon (μ) ve nötrino (ν)'ya bozunurlar:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Pozitif yüklü π -mezonu bozunma sırasında müon tipi nötrino ve negatif yüklü π -mezonu, müon tipi antinötrino salarken nötr π -mezonu ise iki fotona bozunmaktadır. Bu bozunumlar olasılık hesabıyla hesaplanabilir ve Robert Oppenheimer tarafından yapılmıştır. Bu bozunumlar deneysel olarak da gözlenmiştir. Diğer yönden, bu tür bozunumlar sırasında çok sayıda umulmayan yeni parçacıklar keşfedilmiştir. İlk keşfedilen parçacıklar, tuhaf (acayıp) olarak adlandırılan parçacıklardır.

Bu gelişmelerden sonra, skaler alanları kullanan erken evrenle ilgili teorilere gün geçtikçe artan ilgi olmuştur. Bu sayede, genişleyen evren yaklaşımı belki de tüm evren hakkındaki oldukça zor bilmecelelerin bazılarını çözümlenebilir düşüncesi yaygınlaşmıştır. Genişleyen evren, evrenin başlangıcının kuantum teorisiyle, standart Big Bang teorisi arasındaki iyi bir köprü şeklindedir. Dahası, genişlemenin temel fikirlerini anlamak bilimle geniş çerçevede ilgilenen astrofizikçiler için bir zorunluluktur. Genişleme teorisiyle ilgili başka bir yaklaşım daha vardır. Bu, uzay-zamanın eğriliğiyle, vakum durumunun polarizasyonuna bağlıdır (Starobinsky 1980, Koyama ve ark., 2000).

Skaler alan teorilerindeki bu gelişmeler, evrenin ilk çağlarında ortaya çıktığı düşünülen W ve Z bozonlarının aracılık yaptığı zayıf etkileşme teorisinin tam olarak açıklanabilmesini kolaylaştırmıştır. Böylece maddeyi oluşturan atom çekirdeğindeki nükleonların davranışı tanımlanabilmiştir. Örneğin nötronun, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ olarak bozunduğu kanıtlanmıştır. Bu bozunumun evrendeki nötrinonun temel kaynağı olduğu düşünülmektedir:

$$w^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} \quad , \quad n + w^+ \rightarrow p$$

Bu bozunumlar sırasında zaman zaman enerji korunumu ilkesi ihlal edildiği düşünülmektedir. Bu durumlar gerçek durumlar (virtual states) olarak adlandırılır ve enerji etkileşmesine engel olurlar. Z^0 bozonu astrofizikçiler ve gözlemsel kozmoloji ile ilgilenenler için özellikle ilgi çekicidir. Çünkü sadece, nötral akım olarak adlandırılan reaksiyonlarda üretilirler ve bu reaksiyonlar çekirdekteki nötronların dağılımını ve elektronları içerirler. Örneğin;

$$n + \nu \rightarrow n^* + z^0 + \nu \rightarrow n^* + \bar{\nu}^*$$

reaksiyonu gibi. Burada “ * ” işareti momentumundaki ve enerjideki değişimi göstermek için kullanılmıştır. Bu işlemler süpernova patlamalarının dinamiğinde oldukça önemlidir. Çünkü, süpernova patlamaları sırasında salınan nötrinoların enerjileri belirlenebilmektedir ve bir yıldız çekirdeğinin çökmesi esnasında kaçma oranları da hesaplanabilmektedir. Tüm hadronların (protonların, nötronların v.b) kuarklardan oluştuğunu ve kuarklar arasındaki etkileşmenin gluonik bir alan (şiddetli etkileşimlere aracılık eden alan parçacıkları olan glonların oluşturduğu alan) tarafından üretildiği kuantum kromodinamik teori ile gösterilmiştir.

Her iki durumda da (W ve Z parçacıkları durumu ve gluonların durumu) alanlar, elektromanyetik alana benzerdirler. Parçacık fiziğindeki son gelişmeler, vektör alanları kullanılarak, bu etkileşimlerin açıklanmasını nispeten kolaylaştırmıştır. Böylece, etkileşimlerin uygun bir vektör potansiyel ile temsil edilmesi mümkün olmaktadır. 4-boyutlu Minkowski uzay-zamanında, bir vektör dört bileşene sahiptir, bunların üçü uzaysal bileşenlerdir ve bir 3-boyutlu vektör (A_1, A_2, A_3) formundadır. Diğer bileşen ise, zaman eksenini boyunca uzanır ve $A_4 = \psi$ gibi bir skalerdir. Hareketli bir sistemin Lorentz transformasyonu 3- skaler ve 3- vektörü bir birine ilişkilendiren dönüşümdür. 4-vektörün ise iyi bilinen bir örneği bir parçacığın enerji ve momentumudur. 4-vektör demekle farklı koordinatlardaki davranışlar ortaya konmaktadır. Bunun en önemli örneğinin, $\beta = \frac{v}{c}$ olmak üzere, $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ve

$\vec{P} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$ bağıntılarıdır. Bir vektör alanı, dörtlü vektörlerin bir uzay zaman

dağılımıdır, yani uzayın her noktası ve zamanın her aralığı onunla birleştirilmiş bir özel vektöre sahiptir. Bunun anlamı ise, uzay ve zamanın 4-fonksiyonu olarak verilebilir olmasıdır:

$$\begin{aligned} A_t = \psi = \psi(x, y, z, t), & \quad A_x = A_1(x, y, z, t) \\ A_y = A_2(x, y, z, t), & \quad A_z = A_3(x, y, z, t) \end{aligned}$$

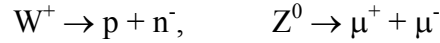
Burada A_t, A_x, A_y ve A_z nicelikleri alanı karakterize eden potansiyellerdir ve yüklere etkisi olan alanlar, bu potansiyellerin türevlerinin fonksiyonlarıdır. Örneğin elektrik alan,

$$\vec{E} = -\text{grad}\psi + \frac{1}{c} \frac{\partial A_{1,2,3}}{\partial t} \quad (35)$$

gibi. İki eşit yük bir vektör alan yoluyla bir diğerine etki eder farklı özelliklerle birlikte vektör alanların geniş çeşitliliği modern fizikte kullanılır (Griffiths, 1987):

1- Elektromanyetik alan, nötrdür ve kütseldir. Bunun sonucu olarak; serbest fotonlar, sonsuz küçük enerji ve frekansa sahip olabilecekler demektir. Astrofizikçiler ve gözlemsel kozmoloji ile ilgilenenler çok uzak objeleri araştırırken elektromanyetik alanların bu özelliğini kullanırlar, özellikle de kısa ve düşük frekanslı elektromanyetik dalgaların kullanılması söz konusudur. Fotonların herhangi bir seti nötrdür ve bu durgun elektrik alanın kaynağının kendi kendisi olmaması anlamındadır.

2- W ve Z parçacıklarına uygun vektör alanları kütseldirler. Bunun anlamı ise, bu alan parçacıklarının aracılık ettiği etkileşimlerin kısa erimli ve zayıf etkileşimli olduğudur. Oysa, W ve Z parçacıklarını oluşturmak için oldukça yüksek enerjiye ihtiyaç vardır. Benzer şekilde, bu durum onların değişken olduğu anlamına gelir ve çeşitli parçacık çiftlerine bozduklarını gösterir. Örneğin,



bozunumları gibi. Bunların yaşam süresi 10^{-23} s mertebesindedir.

3- Şiddetli etkileşimlere aracılık eden alan parçacığı *gluon* vektörü ayrıca olağan dışıdır. Gluonlar kütseldir fakat yüklüdür. Her gluon, ne yüklerin (yani, kuarkların) hareketinin sonucu ve kuarklarda rol oynayan bir aracı, ne de kendi kendine diğer gluon adayları için bir kaynak olabilecek bir yüküdür. Bu durum bizi, kuark sınırlaması denilen duruma götürmektedir.

Sonuç olarak, serbest gluonların ve kuarkların var olamayacağı ortaya çıkmaktadır. Sadece değişken parçacıklar, yani kuark ve anti-kuarkların kombinasyonu, daha açık ifadeyle üç-kuark'ın kombinasyonu (proton ve nötronun gibi) ya da çeşitli gluonların kombinasyonları oluşmaktadır. Bu oluşumlar daima serbest gluonik yüklerin dışında gerçekleşmektedir. Tüm bu olaylar şu özelliğe sahiptir: bir vektör alanı, uzayda her noktada tercih edilmiş bir yön tanımlarlar. Seçilmiş yön uzaysal eksen boyunca olabilir, eğer uzaysal bileşen zaman

bileşenlerinden daha uzunsa orada zaman bileşeninin sifira eşit olmasından dolayı bir referans eksenini oluşur. Eğer bu bir durum değilse, o zaman verilen bir noktada 3-lü vektörün sıfır olduğu ve 4-vektörün ise zaman eksenini boyunca odaklanıldığı bir koordinat sistemi bulmak mümkün olur.

6.1. Parçacıklar ve Alanlar

Elektronlar, protonlar ve diğer parçacıklar elektromanyetik alanı doğuran bir elektrik yükü taşırlar. Bir atomdaki ya da bir antendeki salınan yüklü parçacıklar ışığı ya da radyo dalgalarını oluştururlar. Bunlar da uzaklara yayılıp enerjini ve bilgiyi taşırlar. Yeni parçacıkların ve alanların keşfi ve kuantum teorisinin gelişmesiyle parçacık ve alan arasındaki ayırım bazı şeylerin yayılmasıyla ortaya çıkar. Biliyoruz ki serbest alanlar fotonlardan oluşur. Frekansı tanımlı bir dalga, belirli düzeylerde enerji alır veya verir. Bu enerji alıp verme, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ j.s değerine sahip Planck sabiti ve ν frekans olmak üzere, $E = h\nu$ enerjili ya da buna bağlı $p = E/c$ momentumlu fotonlarla gerçekleşir. Yeni W ve Z alanları, diğer hipotetik vektör alanları gibi, deneysel olarak parçacıklara benzer davranırlar.

Bu yüzyılın başlangıcında, elektronlar ve protonlar gibi parçacıkların tam olarak her zaman var oldukları varsayılyordu. Katot ışın tüpünün katodundan soğurulan elektron zaten metalik katotta oluşuyordu. Bir anten tarafından soğurulan foton ise radyo dalgalarının emisyonundan ortaya çıkıyordu. Bu parçacık ve alanlar arasındaki en önemli ayırımdı. Buna rağmen, bu ayırım, 1930'larda yaygınlaştı ve eğer yeteri kadar enerji varsa, vakum durumundan *pozitron-elektron* parçacıklarının oluşturulabileceği ve elektronların beta bozunmasında meydana getirilebileceği gösterilmişti. Bu deneyler, elektrik yükünün korunduğunu fakat bölünemez parçacıkların korunamayacağını göstermiştir (Griffiths, 1987).

Elektronlar, pozitronlar, nötrinolar, protonlar ve nötronların hepsi $n\hbar/2$ kadar bir spine sahip olurlar. Bu hem deneysel hem de teorik olarak ispatlanmıştır. Yani, yarım-değerli spinlere sahip parçacıklar *Pauli dışlama ilkesi*'ne uymaya zorlanırlar. Bu ise, iki ya da daha fazla parçacık kuantum sayılarının farklı gruplarına karşılık geldiği anlamına gelir. Diğer bir ifadeyle, vektör alanındaki parçacıklar \hbar spinine sahip olurlarken, serbest gravitasyon alanının kuantalarından olan gravitonlar $2\hbar$ spinine sahip olurlar. Skaler alanlar *sıfır* spine sahiptirler. Yaygın olarak, bu

parçacıkların sahip olduğu özellik integral spinidir. Bunlar bozonlar diye adlandırılırlar ve Pauli ilkesine uymaya zorlanmazlar. Gerçekten de, bozonların spin değerleri aynı durumda bulunurlar. Bu durum lazer teorisi ile gösterilmiştir ve lazer teorisinin temeli olarak kabul edilmektedir. Varsayalım ki fotondan farklı, N elektromanyetik dalga oluşmuş olsun ve bu dalga bir atom ile karşılaşsın. Dalgadaki gibi benzer karakterde bir fotonun atom tarafından soğurulması olasılığından dolayı gerçekte oluşan dalga (N+1) faktörü kadar daha fazla olmalıdır. Bunun sonucu olarak fotonlar, birlikte oldukları zaman, her fotonun bölünmez karakteri ortadan kalkar.

Daha başka birçok vektör alanların var olduğuna inanılmaktadır. Belki de bunların en önemlisi proton ve nötronları enerjiye dönüştürebilen x- alanlarıdır. Eğer bu x- vektör alanları oluşturuluyorsa, birleşmiş parçacıkların 10^{14} ve 10^{15} proton kütesinden daha büyük kütleli olması gerektiği ortaya çıkar. Bu ise bizi *Higgs* parçacıklarına götürmektedir.

Diğer bir durum ise, alanların diğer tipleri, yani vektör olmayan alanlar meydana gelir mi? Gravitasyonel alanların olduğu kesin olarak bilinmektedir. Newton teorisinde, Gravitasyonel alan, zamana ve koordinatlara bağımlı bir nicelik gibi karakterize ediliyordu ve Coulomb elektrostatik alanına benzer yapıda görünmekteydi. Öte yandan, Lorentz dönüşümü altında hareket eden bir sistemde gravitasyonel alanın davranışıyla ilgili problem yoktu. Gravitasyonda; tüm kütleler bir birini çeker iken, elektrostatikte ise sadece farklı elektrik yükler birbirini çekmekte, fakat aynı elektrik yükleri ise birbirini itmektir.

Bu sonuçlar, gravitasyonel alanın bir vektör alanı değil, skaler alan ya da tensör alanından birisi olabileceği sonucunu ortaya çıkarmaktadır. Gravitasyonun relativistlik teorisi olan genel relativite teorisi, gravitasyon alanının bir tensör alanı olduğunu göstermiştir ve bu durum çeşitli deneylerle de doğrulanmıştır (Misner ve ark. 1973).

6.2. Skaler Alan

Standart Friedman modellerinde, Big-Bang teorisi temel alınır ve evreni dolduran kozmik madde dağılımı, genellikle ideal akışkan olarak alınır. İdeal akışkan kaynaklı kozmolojik modellerin çoğu evrenin termik geçmişini açıklamada oldukça yeterlidir. Fakat erken evren için bu ideal akışkana bazı ilave terimler eklenmesi

gerektiği öne sürülmektedir. Çünkü; çok yüksek sıcaklıklarda, maddeyi tanımlamak için, akışkan mekaniği yerine, kuantum alan teorisini kullanmak gerekmektedir. Bu da kozmolojik modellerle ilgili olarak bazı değişimlerin yapılmasını zorunlu kılar. Bu düşüncelerden ortaya çıkan bir görüşte, evrenin dinamik davranışında skaler alan olarak adlandırılan bir tür kuantum alanının çok önemli yer tuttuğudur. Bu düşünce, modern kozmolojinin temelini oluşturmaktadır.

Bir skaler alan, ϕ olarak gösterilen bir sayısal değerle ifade edilir. Bu ϕ skaler alan değeri, uzaysal yer vektörünün bir fonksiyonu olabilir. Fakat, amaca uygun şekilde sabit olarak da alınabilir. Eğer bir vektör alanı ise, her biri uzaysal yer vektörüne sahip sayı takımı ile (örneğin spinin farklı bileşenlerine sahip sayı takımı ile) karakterize edilebilir. Pek çok yönden, kuantum teorisinin ayrıntılarına girmeden Lagrangian kavramıyla etkileşimler tanımlanabilmektedir. Bir skaler alan için Lagrangian aşağıdaki formda yazılabilir:

$$L(\phi) = \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 - V(\phi)$$

Burada ilk terim, hızın karesine benzer olarak, kinetik terim şeklinde tanımlanırken, ikinci terim ise alanın etkileşimini tanımlayan potansiyeldir ve ϕ skaler alan değerinin fonksiyonudur. Lagrangian fonksiyonu, en küçük etki ilkesinin bir ifadesi olup enerji fonksiyonudur ve hareket denklemlerini elde etmek için kullanılır. Ayrıca, skaler alanı tanımlayan ϕ 'nin zamana göre nasıl değiştiğini gösterir. İdeal akışkan içeren böyle bir alanı tanımlamak için enerji-momentum tensöründen yararlanılarak,

$$T_{ik} = (\rho + p)u_i u_k - p g_{ik}$$

denklemini yazılır. Burada g_{ik} metrik tensördür, u_i ve u_k nicelikleri ise kozmik madde dağılımının zamansal ($u_i u^i > 0$) 4-lü hız bileşenleridir. Bu denklemi basitleştirmek

için parçacık fiziğinde sıkça kullanılan $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1$ normalizasyon koşulundan

yararlanılır. Böylece enerji yoğunluğu ve basınç aşağıdaki denklemler ile ifade edilir:

$$\rho = \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 + V(\phi), \quad p = \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 - V(\phi)$$

Eğer kinetik terim, potansiyele göre önemsiz ise, o zaman etkili alan için durum denklemi $p = -\rho$ şeklinde olur. Bu durumun özellikle evre geçişleri sırasında etkili olduğuna inanılmaktadır ve bizi şişen evren modeline götürür. Bu koşullar altında, $\Lambda = \frac{8\pi G}{c^2} \rho_{vakum}$ bağıntısına göre, söz konusu etkili alan Λ kozmolojik sabitle bağlantılı olmaktadır. Skaler alanın, birçok durumda, bir akışkan gibi davranmasına karşın, genel olarak bir akışkana benzemediği de göz önünde tutulmalıdır. Eğer ϕ skaler alanı salınım yapıyorsa, gerçek basınç ve gerçek enerji arasında tanımlı bir bağıntı yoktur.

Böylece, genel alan teorisinin özünde tamamen ϕ gibi bir ifadenin her yerde ve zaman içinde her anda tanımlı olması yatar. Bu oldukça belirsiz durum, genel koordinatlarda $\phi = \phi(x, y, z, t)$ ile gösterilir. Uzay-zamanın bazı bölgelerinde $\phi = 0$ durumu veya $\phi \rightarrow 0$ sifıra gitmesi, uzaysal koordinatlarda hesaba katılmaz. Yukarıda söz ettiğimiz gibi, gravitasyonun Newton teorisinde tam olarak şöyle bir eşitlik kullanılır. Bir M kütesinin dış gravitasyonel potansiyeli,

$$\phi = -\frac{GM}{r} \quad (36)$$

dir. Burada $G = 6,668 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ değerine sahip evrensel kütle çekim sabitidir. Potansiyelin türevi, bir m kütesine sahip bir nesne (test kütesi) üzerinde etki eden kuvvet ile hesaplanır:

$$\vec{F} = -m \vec{\nabla} \phi = -\frac{GMm}{r^2} \hat{r} \quad (37)$$

Burada, $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ yer (konum) vektörü olmak üzere, $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}}$ Nabla

operatörü ve $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$ ise radyal yöndeki birim yer vektörüdür. Kütle dağılımı, Newton

teorisinde geliştirildiği zaman,

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho(\vec{r}) \quad (38)$$

ifadesi ile verilen Poission denkleminin formunu alır. Burada $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2}$ Laplacian

operatörü ve $\rho(\vec{r})$, kütle dağılımının yoğunluğu olup yer vektörüne bağlıdır. Bir yıldız için, bu denklem yıldız içinde ve yıldızın dışında ele alınır.

Bir bağımsız skaler alan ya da alanların gravitasyonel olmayan merkezlerinin var oldukları kabul edilip özel relativiteye uygulanırsa, Newton ve Poisson bağıntıları, ϕ alanının uzayda her bir noktada zamanın her anında, kütle ya da kütle dağılımının konumuna göre değiştiğini ifade eder. Poisson denklemlerinin sağ ve sol kısımları, zaman içinde aynı anda değerlendirildiği varsayılır. Burada; enerji, momentum veya bilginin tüm transferleri için “ c ” ışık hızının sınırlayıcı bir etkisi olduğu hatırlanmalıdır.

Poission denklemini relativiteye uydurmak için, ∇^2 Laplacian operatörünü, “ \square ” sembolü ile gösterilen d’Alembert operatörü ile yerdeğiştirmeliyiz:

$$\square \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

matematiksel olarak; $\square \phi = f$, $\phi = 0$ da ve $t = -\infty$ çözümlerinin kaynaktan ışık hızında geleceğe doğru yayılan dalgayı tanımlar. ϕ yerine, $\phi = \phi(x, y, z, t)$ alınır, bunun dörtlü skaler olduğu görülür. Verilen bir (x, y, z, t) düzleminde, eğer gözlemci hareket halinde ise, Lorentz dönüşümleri altında, tüm gözlemcilere göre, bir değişim olmaz. Eğer, e elektrik yükü olmak üzere, $\rho = n.e$ gibi bir yük dağılımı varsa, yükün durgun mu yoksa, başka bir ifadeyle, elektrik akımı olup olmadığını sorgulanmalıdır. Bu sorgulama sonucu; sanki referans sisteminin bir çerçevesinde akım yokmuş ve bir hareketli gözlemci, akımı gözleyecek olursa yük yoğunluğunun değerini, $\rho' = \rho / \sqrt{1 - \beta^2}$ olarak belirler. Gerçekte ρ , dörtlü vektörün zaman bileşenidir ve skaler değildir. Karşılaştırma yapıldığı zaman, ϕ fonksiyonu için böyle bir durum ile karşılaşılmaz. Bu durumda ϕ , Minkowski uzayında bir skalerdir. Genel olarak, ϕ ’nin türevleri ise skaler değildir. Bu türevlerin hiçbiri invaryant da değildir. d’Alembert operatörü, dört boyutlu uzayda Laplacian operatörü ile aynı yönde bir skalerdir. Yani ∇^2 , 3-boyutlu uzayda bir skalerdir. Bu yüzden, denklemin sağ kısmı (yani f) skaler olmalıdır. Bunun anlamı skaler alanın kaynağı, ancak bir skaler olmalıdır. Ayrıca, hacim yoğunluğu da bir parçacık olmayabilir.

İkinci nokta, biz daha önce genelleştirilmiş denklemde yazıp kullandığımız ϕ ’yi tek başına sağ tarafa koyabiliriz. Bundan başka, genel olarak $V(\phi)$ yazıldığında, skaler ϕ ’nin bir keyfi fonksiyonu olur. Bu durumda, skaler alan yarı

etkileşimli skaler alan olarak adlandırılır. Bu V terimi en basit durumda $\mu^2\phi$ ile kullanılmaz. Çünkü ancak lineer denkleme izin verir:

$$\square \phi = f + \mu^2\phi. \quad (39)$$

Skaler alan teorisinin nasıl çalıştığını anlamak için iki basit çözümü ele alalım:

İlk olarak;

$$\phi = A \cdot \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (40)$$

durumdur. Burada μ , (40) denkleminin çözümüne bağlı olarak parçacıkların kuantum mekaniksel durgun kütlesi; \vec{k} dalga vektörü, $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$ olup dalganın yayılma (kılavuz) vektörü, yani dalga sayısı olarak da bilinir; ω ise,

$$\omega = c\sqrt{k^2 + \mu^2} \quad (41)$$

dir ve $f = 0$ için keyfi A genliğine sahip (40) denklemi ile verilen serbest alan denkleminin çözümüdür. Böylece; ϕ için elde edilen yeni relativistik denklem, alanın bir dalga gibi yayılmasına izin verir. Bu özellik, Newton-Poisson yaklaşımında oluşmamaktadır. Bu aynı zamanda, yayılmanın *faz hızı* olarak da alınmaktadır:

$$\vec{v}_f = \omega = c\sqrt{k^2 + \mu^2} \quad (42)$$

Bu durum relativite teorisi ile çelişmez. *Grup hızı* \vec{v}_g , bilgi yayılımının hızını belirler ve

$$\vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = \frac{c \vec{k}}{\sqrt{k^2 + \mu^2}} \quad (43)$$

bağıntısına sahiptir. Klasik skaler alan enerji yoğunluğu ise,

$$E = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \mu^2 \phi^2 \right]. \quad (44)$$

bağıntısı ile verilir. Enerji yoğunluğu her zaman pozitiftir ve enerji momentum tensörünün T_{44} bileşeni olarak davranır. Burada $\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 = V(\phi)$ dir ve kozmolojik açıdan da önemlidir.

Böylece elde edilen düzlemsel dalga çözümünün niteliklerini bulmakla, dalganın parçacıkların bir toplamı gibi davrandığı ortaya çıkmaktadır. Burada her parçacık sözü edilen özelliğe sahiptir. Yani,

$$E = \hbar \omega = \hbar c \sqrt{k^2 + \mu^2}, \quad \vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (45)$$

enerji ifadesi diğer *enerji-kütle eşdeğerlik* ifadesi olan $E = mc^2$ formülünün yardımıyla, parçacıkların sahip olduğu kütle,

$$m_o = \frac{\hbar \mu}{c}, \quad E = \sqrt{m_o^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (46)$$

Dalgalar boylamsaldır. $\vec{\nabla} \phi$ 'nin y ve z bileşenleri bir manyetik dalga ile karşılaştırıldığı zaman x -ekseni boyunca yayılma içermez. Sonuç olarak, skaler alan gerçek açısız momentuma sahip değildir ve e yüklü parçacıklar skaler parçacıklar olarak adlandırılırlar. Burada *yük* kelimesi ile elektrik yükü değil vektör alanı A ile etkileşimi tanımlanmaktadır.

İkinci olarak; orijinde statik zamandan bağımsız bir kaynak göz önüne alalım. $f = B \delta(\vec{r})$, ϕ için statik bir küresel simetrik sonuç bulmak mümkündür. (39) denklemi, $B \delta(r)$ 'yi,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi(r)}{dr} - \mu^2 \phi = B \delta(r). \quad (47)$$

haline getirir. (47) denkleminin çözümünden de,

$$\phi = \frac{B}{4\pi} \frac{e^{-\mu r}}{r}. \quad (48)$$

sonucu elde edilir. μ 'nün denklemin sağ tarafına eklenmesiyle oluşan ikinci etki, $r_0 = \mu^{-1}$ etkileşimidir. Bu etkileşim, Newton ve Coulomb yasalarıyla karşılaştırıldığında ,

$$U(\vec{r}) = \frac{\text{sabit}}{r} \quad (49)$$

olur. Gerçekte, vektör elektromanyetik potansiyel bir zaman bileşenine sahip olmasına rağmen, elektrostatik ve gerçek skaler alan arasında $\mu = 0$ durumu da vardır. Farklı olan şey ise, skaler durumda eşit yüklerin birbirini çekerken, elektrostatik durumda eşit yüklerin birbirini itmesidir. Bir noktasal skaler yük sonsuz, negatif enerjiye sahip iken (klasik teoriden) bir noktasal elektrik yükü sonsuz

pozitif enerjiye sahiptir. Skaler alan teorisinde eşit yüklerin birbirini çekmesi gerçeği, Newton gravitasyonuna benzer, fakat ayrıntılı çalışmalar göstermektedir ki, gerçek gravitasyon alan bir skaler alan değildir.

6.3. Higgs Alanı

Eğer bir vektör parçacığı, m gibi bir kütleyle sahipse, bunun anlamı, vektör alanı A 'nın enerji yoğunluğu $m^2 A^2$ gibi bir terim içerir. Alan denklemi, kütleli vektör parçacıkları tanımından, serbest alan için,

$$A = -m^2 A \quad (50)$$

denklemini, skaler alan için uygunluğunu karşılaştırarak $m^2 A$ teriminin rolü incelenebilir. Kütleli vektör alanının enerji yoğunluğu $m^2 A^2 / 2$ gibi bir terim içerdiğinden $m^2 \phi^2 / 2$ terimi ile karşılaştırıldığında, skaler alanın enerji yoğunluğu ortaya çıkar. Böylece; skaler alanın enerji yoğunluğu,

$$\frac{1}{2c^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} (\vec{\nabla} \phi)^2 \quad (51)$$

terimini içerir. Burada; A ile etkileşiminden kasıt, her uzay ya da zamanın türevi içinde A olan bir kombinasyona dönüşmesidir:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial t} + iec A_0 \phi, & \frac{\partial \phi}{\partial x} &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial x} + iec A_x \phi, \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial y} + iec A_y \phi, & \frac{\partial \phi}{\partial z} &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial z} + iec A_z \phi, \end{aligned} \quad (52)$$

Burada, türevlerin kareleri toplamı aşağıdaki karakteristik terimi vermektedir:

$$e^2 \phi^2 A^2. \quad (53)$$

6.4. Skaler Alanın Özellikleri

Higgs skaler alanın kullanımı, skaler alan ve özellikleri açısından yeni, kalıcı bir başarıdır. Enerji yoğunluğu, enerji akışı, momentum yoğunluğu ve (stress) gerilim değerleri için verilen potansiyel skaler alan yoğunluğunda çok önemli

mekaniksel özellikler kullanılmaktadır. ϕ için zamana göre türev $\dot{\phi} = \partial\phi/\partial t$ olur. Fakat tüm uzaysal koordinatlar, $\partial\phi/\partial x = \partial\phi/\partial y = \partial\phi/\partial z = 0$ dir. Bu yüzden bu değerler, seçilmiş herhangi bir uzaysal yönü tanımlamaz. Bununla beraber bu durum, uzayın izotropik ve genişleyen olduğunu verir ve simetri karşılığında, bu durumda alanın mekanik özellikleri, ε ve p , sırasıyla, enerji yoğunluğu ve izotropik basınç olmak üzere, iki eşitlikle tanımlanır:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2}m^2\phi^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (54)$$

$$p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{1}{2}m^2\phi^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (55)$$

Her iki denkleminde sağ tarafındaki ilk değişken, basit durum için bir lineer alan denklemdir. İkinci değişken ise bir keyfi potansiyel $V(\phi)$ ile bir alan için yazılır. Dikkat çeken ilk şey, enerji yoğunluğu ve basınç arasında bağıntının tek olmadığıdır, yani $p = p(\varepsilon)$ durum denklemi gibi tanımlı bir fonksiyon oluşturmak imkansızdır. Özel olarak, enerji yoğunluğu her zaman pozitifdir. $V_{\min}(\phi)$ değeri *sıfır*'dır ve bu da kabul edilebilir bir durumdur. Eğer bu durum bozulsaydı, temel durum sıfırdan farklı enerjii verecekti ($V(\phi) \neq 0$). Bununla beraber enerji yoğunluğu ($\varepsilon > 0$), kinetik enerji ($\dot{\phi}^2/2$) ve potansiyel enerji arasında dağıtılır. Burada, iki limit durum söz konusudur:

t) Enerji yoğunluğunun tümü kinetik enerjinin formundadır. Bu durumda,

$$\phi = 0 \quad \text{veya} \quad \phi = \phi_m, \quad V(\phi) = 0, \quad (56)$$

$$p = \varepsilon = \rho c^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 \quad (57)$$

Bu en katı olası durum denklemdir. Diğer yandan eğer $\phi = \text{sabit}$, yani $\phi \neq 0$ veya $\phi \neq \phi_{\min}$ ya da $\dot{\phi} = 0$ olsaydı, o zaman bir paradoks durumu ortaya çıkardı ve

$$p = -\varepsilon \quad (58)$$

durum denkleminde ulaşıldı. Bu durumda, basınç için p rotasyonuna sahip olmasına rağmen, her uzaysal yön boyunca izotropik gerilim (tension) elde edilirdi. Bununla beraber, skaler alan için tension (yani negatif basınç) oluşturmak olasıdır. Bu durum *sahte (false) vakum* olarak tanımlanır ve evrenin çok erken çağlarında (kütlelerin bir

birini ittiği evrelerde) geçerli olabileceği düşünülmektedir (Grishchuk ve Zeldovich, 1982).

Bir elektromanyetik alan, elektrik alan ya da manyetik alan boyunca bir gerilim üretebilir. Faraday kanununda, alan çizgileri gergin iplere benzetilmektedir. Homojen bir elektromanyetik alan elektrik ya da manyetik alan, gerilim ve basıncın tam anizotropik bir örneğini verir. Bu da, evrenin genişlemesini anizotropik yapabilir. Ayrıca, çok karmaşık bir alan ortama pozitif basınç üretebilir. $p = \epsilon/3$ basınç ve gerilim ortalamasından sonra aynı durum denklemini foton gazları, nötrinolar veya diğer etkileşimsiz relativistik parçacıklarda sağlayabilir. Birçok araştırmacı tarafından dikkat çekilen bir diğer nokta ise; yeteri kadar stress, izotropik tension'ı oluşturabilmesi skaler alan ile sağlanabileceğidir. Bu düşünce, özellikle enflasyon (ani şişme) kozmolojik model için temel dayanak olmuştur. Skaler alandaki negatif basınç durumu, özellikle $p = \epsilon/3$ durum denklemini açıklamak için son derece yerindedir (Guth, 1981).

$$\dot{\phi} = 0 = \vec{\nabla}_z \phi. \quad (59)$$

koşulunun ϕ için anlamı, türevi ile Lorentz dönüşümleri altında invaryanttır, yani $\vec{\nabla}_z \phi$ ve $\dot{\phi}$ sıfırdır. Bunun anlamı ise, $\vec{\nabla} \phi$ 'nin herhangi özel bir yönde, ne uzayda ne de zamanda bir nokta olmadığıdır. Bu yüzden seçilmiş bir sistem yoktur. Artık sistem sıfır enerji ile tanımlanır. (59) denklemine göre, uzay-zamanda, tüm hareketli gözlemciler bir enerji akısı veya bir alan momentumu ölçemez. Bu nasıl olabilir? Eğer bir sistemde akışkan yoksa ($p = 0$) ve ρ yoğunluk, ağır hareket ediyorsa ($v/c = \beta \ll 1$), o zaman gözlemci $\rho \cdot \vec{v}$ 'lik bir akışkan gözler. Eşdeğerlik ilkesinden dolayı, enerji akısı, enerji yoğunluğu $\epsilon = \rho c^2$ ve basınçla ilgili ikinci bir terimden oluşur. Böylece, basınç ile yapılan iş $\vec{j} = (\epsilon + p) \cdot \vec{v}$ olur. Buradan, $p = -\epsilon$ durum denklemini ile tanımlanan negatif basıncın hakim olduğu durumda enerji akısı *sıfır* olur. Lokal Minkowski metriği diagonal metrik ile karakterize edilir: $g_{44} = 1$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$. Gerçekte metrik tensör, Lorentz dönüşümleri altında invaryanttır. Enerji yoğunluğu ve basınç, ikinci ranktan bir tensör olan enerji momentum tensörünün (T_i^k) parçalarıdır. Klasik fizikte, *gerçek vakum*, içinde hiçbir şey olmayan ($\rho = 0$) yer olarak ifade edilir.

Bu bilgiler ışığında skaler alana dönersek, ϕ 'nin sıfırdan farklı (veya minimum) bir bölgesine baktığımız zaman, bu bir vakum değildir. Bununla beraber, eğer $\dot{\phi}$ ve $\vec{\nabla}_z \phi$ *sıfır* ise, bu durum vakum ile aynı simetriye sahip olur. Bir başka ifadeyle, bu durumda $p / \varepsilon = -1$ olur. Fakat p ve ε 'nin değerleri p_{vakum} ve ε_{vakum} 'dan çok farklıdır.

Lineer durumda diğer iki durumdan da söz etmek gerekir. Kolaylık için genişlemeyen bir Minkowski uzayına dönelim. Böyle bir uzayda; x, y, z , bağımsız koordinatlar olmak üzere, ϕ skaler alanındaki bir test parçacığının hareket denklemi,

$$\ddot{\phi} + \mu^2 \phi = 0 \quad (60)$$

şeklindedir. Bu hareket denkleminin çözümünden test parçacığının yörüngesi, hızı, ivmesi ve (54) ile (55) denklemlerinden enerji yoğunluğu ve basıncı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\begin{aligned} \phi &= A \cos(\mu t + \alpha), \\ \dot{\phi} &= -\mu A \sin(\mu t + \alpha), \\ \ddot{\phi} &= -\mu^2 A \cos(\mu t + \alpha), \end{aligned} \quad (61)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 = \frac{1}{2} \mu^2 A^2 = \text{sabit} \quad (62a)$$

ve

$$p = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 = -\frac{1}{2} \mu^2 A^2 \cos[2(\mu t + \alpha)]. \quad (62b)$$

olur. t zaman aralığı olmak üzere, $\mu t \gg 1$ olduğunda ortalama basıncı t zaman aralığında sıfırdır. Bu da ortalama alanın, artık parçacıkların toplamı ile tanımlandığını gösterir.

6.5. Genişleyen Evrende Skaler Alan

Bu bölümde, evrenin yarıçapı olan $R(t)$ ve skaler alan olan $\phi(t)$ için temel denklemler yazılacaktır. Diğer tüm alanlar ve parçacıklar ihmal edilmektedir. Fakat bu bir kolaylık sağlamamaktadır. Bu denklemler,

$$\ddot{\phi} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \dot{\phi} + \mu^2 \phi = 0, \quad (63)$$

$$\ddot{R} = \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3}(\varepsilon + 3p)R, \quad (64)$$

ve

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 = \frac{4\pi G}{3}\varepsilon R^2 + k. \quad (65)$$

denklemler takımıyla verilirler. Burada k , uzay-zamanın yapısını karakterize eden bir sabit olup aşağıdaki değerleri alır:

$$k = \begin{cases} k = +1, & \text{AÇIK (hiperbolik) evren} \\ k = 0, & \text{DÜZ evren} \\ k = -1, & \text{KAPALI (küresel) evren} \end{cases} \quad (66)$$

(65) denklemi eğrilikli uzayda alanın davranışını tanımlar ve bu durumda eğrilik genişleme ile tanımlanır.

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{d(\ln R)}{dt} = H \quad (67)$$

bu karakteristik ifade *Hubble Sabiti* (H) olarak bilinir. (64) ve (65) denklemleri Einstein alan denklemleridir ve

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R \equiv \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} \quad (68)$$

genel denklemden hesaplanırlar. Einstein gravitasyon teorisi, Newton gravitasyon teorisini de içerdiği için (31) ve (32) denklemleri basit bir Newtonian yorumunu da içermektedir. Çoğu kaynakta, $\zeta = \text{sabit} \ll 1$ olmak üzere, *komoving küre* yarıçapı $r(t) = \zeta R(t)$ olarak açıklanır. Bu küre yüzeyinde bir nokta, M kütlesi tarafından üretilen gravitasyonel kuvvetin etkisinde hareket eder. Hareket denklemleri ise,

$$\ddot{r}^2 = -\frac{GM}{r^2} \quad (69)$$

ve enerji korunum denklemi,

$$E_m = \frac{1}{2}\dot{r}^2 - \frac{GM}{r} = \text{sabit}, \quad (70)$$

olur. Burada E_m , küre yüzeyinde birim kütle başına enerji ifadesidir. (70) denklemi (65) denklemi ile karşılaştırıldığında,

$$E_m = k \zeta^2 c^2 \quad (71)$$

ifadesi elde edilir. Buradan, kapalı bir evrende E_m enerjisi negatif olur ($E_m < 0$) ve bu durum kapalı bir evrenin genişledikten sonra tekrar niye çöktüğünü açıklar. Düz bir evren için $E_m = 0$ olur ve hareket parabolik bir yörünge tanımlar. Açık evren için ise E_m pozitif olur ve hareket sonsuz genişlemeyi karakterize eden hiperbolik bir yörüngede oluşur.

Diğer nokta, M kütlelerinin (69) ve (70) denklemlerinde farklı olarak tanımlanmasıdır. Denklemleri bunların eş denklemleri ile karşılaştırdığımız zaman (69) denkleminin (64)'den elde edildiği görülür. Böylece, evrensel hareketi sağlayan gravitasyonel kuvveti üreten kütle;

$$M = \frac{4\pi r^3}{3} \frac{1}{c^2} (3p + \varepsilon) = V \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) \quad (72)$$

olarak bulunur. Karşıt olarak, basıncın olmadığı durumda bu kütle

$$M^* = \frac{4\pi r^3}{3} \frac{1}{c^2} \varepsilon = V \rho, \quad (73)$$

olur. Burada $V = 4\pi r^3/3$ hacimdir. Mekanik enerji korunum yasaları, ivme için Newton denkleminin bir sonucudur. Bu yüzden ilk bakışta, $M \neq M^*$ olması imkansız gibi gözükmektedir. Eğer basınç sıfıra eşit değil ise, yapılan iş kürenin genişlemesine neden olur ve bu nedenle, $P.dV$ terimi dikkate alınmalıdır. E 'yi küre içindeki toplam enerji olarak düşünür ($E = m c^2$) ve termodinamiğin birinci kanunu dikkate alınırsa,

$$dE = c^2 dM = -p dV \quad (74)$$

denklemini yazılabilir. Buradan da, M ve M^* arasındaki fark ve özel olarak (64) deki parantez içindeki $3p$ terimi kaçınılmazdır.

Baştan başa gökyüzünü yavaş hareket eden yıldızlarla dolduğunu varsayalım, bu durumda ortalama basınç boşlanabilir ($p = 0$) ve durum denklemi “toz” olarak

adlandırılan basınçsız madde dağılımını tanımlar. Işınımın etkin olduğu, yani $p = \varepsilon/3$ durum denklemi ile karakterize edilen evrede $\varepsilon + 3p = 2\varepsilon$ olur ve bu durum genişlemeyi tanımlayan (64) ifadesinde küçük nicel bir değişikliğe yol açar. Bu sonuç, özellikle nükleosentez teorisi, yani nükleosentez işlemlerin gerçekleştiği evreler için oldukça önemlidir (Grishchuk ve Zeldovich, 1982).

Gerçekte, $p = -\varepsilon$ durumu sadece skaler alanla birlikte olasıdır. Eğer $p + \varepsilon = 0$ olursa, $\varepsilon + 3p = -2\varepsilon$ değeri negatif olur. Bunun anlamı ise, gravitasyonel çekimin yerine itme alır. Eğer küre içinde basınç yeterince büyük ve negatif ise, küre yüzeyindeki bir parçacık verilen orjinden \bar{r} kadar uzaklıkta pozitif bir ivme etkisinde kalır. Bu etki, parçacık üzerinde basıncın doğrudan bir etkisi değildir. Çünkü,

i) Negatif basınç gerçekte bir gerilim (tension) 'dir.

ii) Bu etki, basınçtaki farktır ve tek başına basınç değildir, fakat parçacık üzerinde hızlandırıcı kuvvetin bir kesridir.

Böylece, (64) ve (69) denklemleri, dolaylı olarak, gravitasyonel alan aracılığıyla basıncın dolaylı etkisini tanımlar. Gravitasyonel itme durumu negatif basınca karşılık gelmektedir. Genişlemenin oranını ise Hubble hız dağılımını vermektedir. Birinci denklem, skaler alanın değişimini yönlendiren (63) denklemi ile enerji korunum kanunlarından anlaşılabilir. (63) ve (70) denklemlerinin birlikte ele alınması ile, $V = \text{sabit } R^3$ olmak üzere, $dE = -p dV$, $E = \varepsilon V$ ve $\varepsilon = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$ ifadeleri elde edilir. (63) denklemi, genel relativite için çok önemli bir özelliktir. Bu nedenle, maddenin davranışını karakterize eden tüm mekaniksel denklemler ve enerji-momentum korunumu ile uyum içinde olmalıdır. Sonuç olarak; eğer sadece bir alan varsa (örneğin, ϕ skaler alanı), hareket denklemi tamamen uzay-zamanın geometrisi ile belirlenir.

6.6. Genişleme ve Büzülme Altında Skaler Alanın Davranışı

Altıncı bölümde skaler alan kavramı tanımlanarak genel özellikleri ve skaler alanın çok yönlülüğü tartışıldı. Bu tartışmalar sonucu, büyük $\dot{\phi}^2$ için $p = \varepsilon$ (katı – *stiff* – madde) ve küçük $\dot{\phi}^2$ için $p = -\varepsilon$ (sahte – *false* – vakum) üretilebileceği görüldü. Belinskii ve Khalatnikov (1972) kütleli skaler alan ile

uzayda singülariteyi incelemişler ve katı madde davranışına götüren ifadeler elde etmişlerdir. Elde ettikleri sonuçlarda, $p = -\varepsilon$ veya $p \approx -\varepsilon$ durum denklemlerinin özellikle enflasyon evrenin temeli olduğunu ve bunun skaler alan tarafından oluşturulabileceğini vurgulamışlardır.

Herhangi bir genel ilkeyi bozmaksızın, genişleme oranı sabit bir H olarak alınabilir. Burada, skaler alandan farklı alanlar da düşünülebilir. Böyle bir düşünce, enerji yoğunluğu ε 'ye katkıda bulunur ve böyle alanlar $\varepsilon = \text{sabit}$ ve $H = \text{sabit}$ değerlerini tüm zamanlar boyunca sağlarlar. Diğer yünden, genellikle, bu ilave alanların doğrudan skaler alan ϕ ile etkileşmediği varsayılır. Alanlar arasındaki gravitasyonel etkileşim genişleme oranı aracılığıyla iletilir. Bu etkileşim ϕ için daha önce denkleme katılır. Bu durum dikkate alınarak (63) denklemi tekrar yazılırsa,

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \mu^2\phi = 0. \quad (75)$$

denklemi elde edilir. Sabit H için bu lineer bir diferansiyel denklemdir ve çözümünden,

$$\phi(t) = \phi_1 e^{-\lambda_1 t} + \phi_2 e^{-\lambda_2 t} \quad (76)$$

sonucu elde edilir. Burada;

$$\lambda_1 = \frac{3}{2} H - \left(\frac{9}{4} H^2 - \mu^2\right)^{1/2} \quad \text{ve} \quad \lambda_2 = \frac{3}{2} H + \left(\frac{9}{4} H^2 - \mu^2\right)^{1/2} \quad (77)$$

olup reel sabitlerdir. Kompleks bir λ 'nın anlamı ise, salınan (oscillatory) bir çözüm tanımlar. Ayrıca, ϕ_1 ve ϕ_2 integral sabitleri başlangıç koşullarından belirlenebilir.

Bunu yapmak için, $\frac{9}{4} H^2 \gg \mu^2$ olacak şekilde H 'ı yeterince büyük alınır. Burada iki durum söz konusudur:

a) $H > 0$ olması, yani genişleme durumu

Bu durumda genel çözüm, iki azalan çözümün toplamıdır. Bunlardan ilki, $\phi_1 e^{-\lambda_1 t}$ terimi yavaşça azalır. İkinci terim, $\phi_2 e^{-\lambda_2 t}$ ise hızla azalmaktadır. Genel durumda açıktır ki $\phi_1 \neq 0$ ve $\phi_2 \neq 0$ olması halinde ϕ_1 ve ϕ_2 aynı değerde olduğu zaman bu yavaşça azalan bir çözüm tanımlar. $\phi_1 e^{-\lambda_1 t}$ terimi, hızla azalan çözüme karşılık gelen $\phi_2 e^{-\lambda_2 t}$ terimini elemek için gerekli zaman aralığının arkasında var

olmaya çalışır. Fakat çok açık bir gerçekte, sonucun yavaşça azalmasının açık anlamı, $\dot{\phi}^2$ değerinin küçük olduğudur. Böylece, nitel bir sonuç elde edilir ve elde edilen sonuç zamana bağımlı bir genişlemeyi tanımlar. Bu da, $\dot{\phi}^2$ 'nin küçük olduğu ve sonuç olarak $p \approx -\varepsilon$ yaklaşık eşit olduğunu gösterir.

Yavaş azalan çözüm için basınç ve enerji eşitlikleri $H^2 > \mu^2$ limit durumunda seri açılımlar dikkate alınarak yazılırsa,

$$\lambda_1 = \frac{\mu^2}{3} H^{-1}, \quad \dot{\phi} + \lambda_1 \phi = 0 \quad (78)$$

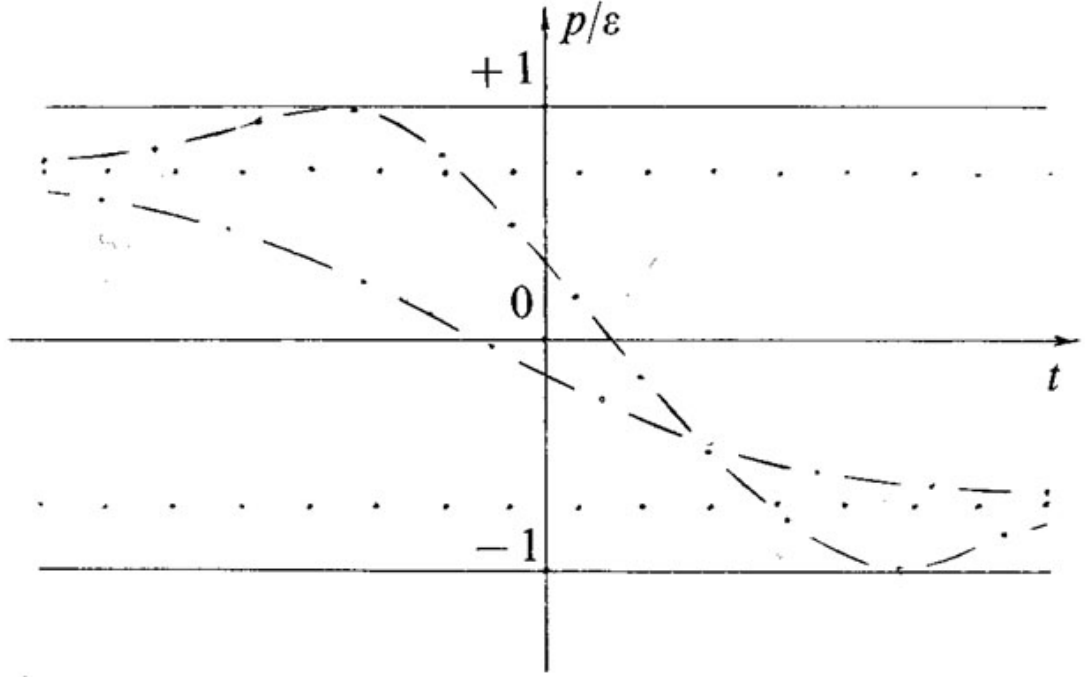
$$p = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} + \frac{\dot{\phi}^2}{2} = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} \left(\frac{\lambda_1}{3} H^{-1} - 1 \right), \quad \varepsilon = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} \left(\frac{\lambda_1}{3} H^{-1} + 1 \right) \quad (79)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemlerde,

$$p = -\varepsilon \left(1 - \frac{2\lambda_1}{3} H^{-1} \right) \quad (80)$$

durum denklemini verir. $\mu^2 H^{-2} \rightarrow 0$ limit durumunda da $p \rightarrow -\varepsilon$ olur. Burada, p / ε oranının genişleme boyunca değişimini incelemek oldukça ilginçtir. Bu değişim Şekil-2'de gösterilmiştir. Burada en aşağıdaki ve yukarıdaki yatay çizgiler, sırası ile $p / \varepsilon = +1$ ve $p / \varepsilon = -1$ durumlarına karşılık gelen sınır çizgileridir. Üstteki nokta nokta çizgi hızla azalan $\phi_2 e^{-\lambda_2 t}$ terimi için p / ε oranını tanımlar $\left(\frac{p}{\varepsilon} = 1 - \frac{2\lambda_1}{3} H^{-1} \right)$.

Altteki nokta nokta çizgi ise yavaşça azalan $\phi_1 e^{-\lambda_1 t}$ terimi için p / ε oranını tanımlar. (80) denkleminde görüleceği gibi büyük H değerleri için bu oran (-1) değerine yaklaşır. (76) denklemleri ile verilen ve her iki azalmayı içeren bir karışımdan oluşan *karışık* ya da *birleşik* sonuçlar *noktalı* gösterilmiştir.



Şekil-2. p/ϵ oranının genişleme ile, yani kozmik zamanla değişimi.

Birleşik sonuç iki ayrı azalmayı içerdiğinden, bu değişim ϕ_1 ve ϕ_2 'nin aynı ya da zıt işaretli olup olmamasına göre gerçekleşir. Bu her bir azalma tipinin bir çözümünü hesaplamak için yeterlidir ve verilen tiplerin değerleri t kozmik zaman eksenini boyunca basit bir dönüşümle elde edilebilir. $p/\epsilon = -1$ ve $p/\epsilon = 1$ arasındaki tüm bantlar iki sonucunda her nokta boyunca hareketiyle doldurulur.

b) $H < 0$ olması, yani büzülme durumu

Büzülme durumunu, yani $H < 0$ durumunu, benzer şekilde incelemek daha kolaydır. Bu durumda da, *hızla artan* ve *yavaş artan* çözümler olmak üzere iki çözüm elde edilir. Hızlı artan çözüm genel durumda baskındır ve bu durum Şekil-2'de zaman ekseninin zıttı, yani $(-t)$ için uygundur. Çözümler, $p = \epsilon$ durum denklemini sağlarlar.

Sonuç olarak, her sistem dış güçlere karşı koyma eğilimi gösterir. Bu eğilimin yapacağı iş skaler alanda ani genişlemeye yol açar ve bu ani genişleme bir negatif basınç (veya *tension*) oluşumuna götürür. Eğer genişleme ϕ skaler alanı içeren bir silindirin içerisinde bir piston hareketi ile oluşturulseydi, oluşan negatif basınç pistonu ters yönde hareket ettirirdi.

7. ARAŞTIRMA BULGULARI

7.1 Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağıntılar

Bu çalışmada; rotasyon yapan, statik olmayan, homojen ve anizotropik bir evreni karakterize eden uzay-zaman olarak,

$$ds^2 = -(dt + H e^x dy)^2 + dx^2 + \frac{H^2 e^{2x}}{\alpha^2} dy^2 + dz^2 \quad (81)$$

şeklinde verilen Gödel Tipi uzay-zamanı alıyoruz (Patel ve Kopar, 1989; Yılmaz, 2005). Burada H , Einstein alan denklemlerinden belirlenecek olan metrik potansiyel olup sadece t zaman koordinatının fonksiyonu ve α ise bir sabittir.

Hesaplamaların sadeliği ve kolaylığı için lokal Lorentzian comoving referans sistemini kullanılmaktadır. Bu amaçla, 1-form tetradları kullanılarak (81) metriği,

$$ds^2 = \eta_{ab} \omega^a \omega^b \quad (82)$$

olarak yeniden yazılabilir. Burada η_{ab} , Minkowski metrik tensörüdür ve bu durumda 1-formlar aşağıdaki gibi olur:

$$\omega^1 = dx, \quad \omega^2 = \frac{1}{\alpha} H e^x dy, \quad \omega^3 = dz, \quad \omega^4 = dt + H e^x dy \quad (83)$$

Global koordinat sistemindeki kontravaryant niceliklerin lokal koordinat sistemine dönüşümleri,

$$\omega^a = A_b^a dx^b$$

bağıntısıyla verilen A_b^a dönüşüm matrisi kullanılarak yapılır. Kovaryant niceliklerin dönüşümleri ise,

$$A_b^a = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{H e^x}{\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & H e^x & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad B_a^b = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\alpha}{H e^x} & 0 & -\alpha \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

olmak üzere $B = (A^{-1})^T$ ile dönüştürülür. Kütleli skaler alan, vakum enerji ve ısı akısı içeren viskoz akışkan için enerji-momentum tensörü;

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + (p - \xi \theta) h_{ik} - 2\eta \sigma_{ik} + q_i u_k + q_k u_i + \frac{1}{4\pi} \left[V_{,i} V_{,k} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{ik} (V_{,\ell} V^{,\ell} - M^2 V^2) \right] - \Lambda \mathbf{g}_{ik} \quad (84)$$

olarak verilir (Patel and Kopar, 1989). Burada ξ bulk viskozite katsayısı, η shear viskozite katsayısı, q_i 4-lü ısı akı vektörü, ρ ve p , sırasıyla evreni dolduran kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğu ve basıncı olup $p = (\gamma - 1)\rho$ ile ifade edilen barotropik durum denklemini sağlar. Burada γ , akışkan durumunu tanımlayan ve $0 \leq \gamma \leq 2$ aralığında değerler alabilen barotropik sabittir. Aşağıdaki özel durumları karakterize eder:

$$\gamma = \begin{cases} 0 & \text{ise} & p + \rho = 0 \\ 1 & \text{ise} & p = 0 \\ \frac{4}{3} & \text{ise} & p = \frac{\rho}{3} \\ 2 & \text{ise} & p = \rho \end{cases} \quad (85)$$

u^i ise,

$$u^i u_i = -1 \quad (86)$$

bağıntısını sağlayan zamansal 4-lü hız vektörüdür. Kozmik madde dağılımının 4-lü hız vektörü Lorentzian komoving koordinatlarda,

$$\begin{aligned} u^a &= (0, 0, 0, 1), & u_a &= (0, 0, 0, -1) \\ u^i &= (0, 0, 0, 1), & u_i &= (0, H e^x, 0, -1) \end{aligned} \quad (87)$$

dır ve $q_i u^i = 0$ koşulunu sağlar. Bu koşuldan $q_4 = 0$ sonucu elde edilir. V kütleli skaler alan potansiyeli olup,

$$\frac{1}{\sqrt{-\mathbf{g}}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\mathbf{g}^{ik} \sqrt{-\mathbf{g}} \frac{\partial V}{\partial x^k} \right) - M^2 V = 0 \quad (88)$$

olarak verilen (Birrel ve Davies, 1982; Wald, 1984) kaynaklı kütleli skaler alan için Klein-Gordon denklemdir. Burada \mathbf{g} , (81) denklemi ile tanımlanan uzay-zaman metriği \mathbf{g}_{ik} 'nin determinantıdır ve kütleli skaler alanın statik olmadığı, yani kozmik zamana bağlı olduğu varsayılmaktadır. Bu durumda, kütleli skaler alan $V = V(t)$ formundadır. Böylece, (81) metriği için (88) denklemden kütleli skaler alana ait Klein-Gordon denklemi,

$$\ddot{V} + \frac{\dot{H}}{H} \dot{V} + M^2 V = 0 \quad (89)$$

olarak elde edilir. Bu denklem, genişleyen evrende skaler alanı ifade eden (63) denklemine benzerdir.

(81) metriği ve (82) madde dağılımı için;

$$R^i_k - \frac{1}{2} R \delta_k^i = -T_k^i \quad , \quad (90)$$

ile tanımlanan sıfırdan farklı Einstein Alan denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir ($\chi = 1$):

$$G^{\hat{x}\hat{x}} \equiv \frac{\ddot{H}}{H} (\alpha^2 - 1) + \frac{\alpha^2}{4} = p - \left(\xi - \frac{2}{3} \eta \right) \frac{\dot{H}}{H} - \Lambda + \frac{1}{8\pi} (\dot{V}^2 + M^2 V^2), \quad (91)$$

$$G^{\hat{t}\hat{t}} \equiv \frac{\dot{H}}{H} (1 - \alpha^2) = q_1, \quad (92)$$

$$G^{\hat{y}\hat{y}} \equiv \frac{\alpha^2}{4} = p - \left(\xi - \frac{2}{3} \eta \right) \frac{\dot{H}}{H} - \Lambda + \frac{1}{8\pi} (\dot{V}^2 + M^2 V^2), \quad (93)$$

$$G^{\hat{z}\hat{z}} \equiv \frac{4 - \alpha^2}{4} + (\alpha^2 - 1) \frac{\ddot{H}}{H} = p - \left(\xi - \frac{2}{3} \eta \right) \frac{\dot{H}}{H} - \Lambda + \frac{1}{8\pi} (\dot{V}^2 + M^2 V^2) \quad (94)$$

$$G^{\hat{t}\hat{t}} \equiv \frac{3\alpha^2}{4} - 1 = \rho + \Lambda + \frac{1}{8\pi} (\dot{V}^2 + M^2 V^2) \quad (95)$$

Burada “••” işareti zamana göre türevi göstermektedir. Alan denklemleri, bu çalışmada model olarak ele alınan kozmik madde dağılımında ısı akısının x-yönünde

yöneldiğini göstermektedir. Einstein alan denklemlerinden görüleceği gibi ρ , p , q_1 , ξ ve η nicelikleri sadece kozmik zaman t 'nin fonksiyonudur.

(81) metriği ile tanımlanan bir uzay zaman için modeli karakterize eden uzaysal hacim ($\sqrt{-\mathbf{g}}$), ivme vektörü ($\dot{u}_i = u_{i;k} u^k$), genişleme skaleri ($\theta = u^i_{;i}$), rotasyon skaleri (ω^2) ve shear skaleri (σ^2) gibi modeli karakterize eden kinematik nicelikler sırasıyla aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\sqrt{-\mathbf{g}} = \frac{H(t)}{\alpha e^x} \quad (96)$$

$$\dot{u}_i = u_{i;k} u^k = 0 \quad (97)$$

$$\theta = u^i_{;i} = \frac{\dot{H}}{H} \quad (98)$$

$$\Omega^2 = \frac{\alpha^2}{4} \quad (99)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{ik} \sigma^{ik} = \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{H}}{H} \right)^2 = \frac{\theta^2}{3} \quad (100)$$

Burada ω_{ik} ve σ_{ik} ise sırasıyla rotasyon (vorticity) ve shear tensörleri olup

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;k} - u_{k;i} + \dot{u}_i u_k - \dot{u}_k u_i) \quad (101)$$

ve

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;k} + u_{k;i} + \dot{u}_i u_k + \dot{u}_k u_i) - \frac{1}{3} \theta h_{ik} \quad (102)$$

bağıntıları ile verilmektedir. h_{ik} izdüşüm tensörüdür ve

$$h_{ik} = \mathbf{g}_{ik} + u_i u_k \quad (103)$$

şeklinde tanımlanır.

7.2 Alan Denklemlerinin Çözümü

(89) Klein-Gordon denklemi ve (91) - (95) alan denklemleri; H , p , ρ , q_1 , ξ , η , α ve V olmak üzere sekiz bilinmeyenli altı diferansiyel denklem sistemi oluşturmaktadır. Bu denklem sisteminin tam bir çözümünü elde etmek için iki varsayım yapılmalıdır. Bunlardan biri (85) ifadesiyle verilen $p = (\gamma - 1) \rho$ barotropik durum denklemi, diğeri ise (88) denklemi ile verilen kütleli skaler alana ait Klein-

Gordon denklemidir. Alan denklemlerinin tam çözümünü elde edebilmek için öncelikle, (91) ve (94) denklemlerinden,

$$\alpha^2 = 2 \quad (104)$$

bulunur. (91) ve (93) denklemlerini (104) denklemi ile birlikte kullanırsak,

$$H(t) = H_1 t + H_0 \quad (105)$$

sonucu elde edilir. (105) denklemi ile elde edilen sonucu (89) denkleminde kullanırsak kütleli skaler alan için,

$$V(t) = C_1 J_0(A(t)) + C_2 Y_0(A(t)) \quad , \quad A(t) = \frac{M}{H_1} (H_0 + H_1 t) \quad (106)$$

çözümü bulunur. Burada C_1 ve C_2 'ler integral sabitleri, J_n ve Y_n 'ler ise sırasıyla birinci tür ve ikinci tür Bessel fonksiyonlarıdır (n bu fonksiyonların mertebesidir). (106) çözümü, kütleli skaler alanın birinci ve ikinci tür Bessel fonksiyonlarının üst üste binmesi ile temsil edilebileceğini göstermektedir.

(92) denkleminden, Gödel tipi rotasyon yapan evrende kütleli skaler alanlı kozmik madde dağılımı için ısı akı vektörü,

$$q_1 = \frac{H_1}{H_1 t + H_0} \quad , \quad (107)$$

ve (95) denkleminden de evreni dolduran kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğu,

$$\rho = \frac{1}{2} - \Lambda - \varepsilon \quad (108)$$

olarak elde edilir. Burada ε ,

$$\varepsilon = \frac{M^2}{8\pi} \left\{ [C_1 J_1(A(t)) + C_2 Y_1(A(t))]^2 - [C_1 J_0(A(t)) + C_2 Y_0(A(t))]^2 \right\} \quad (109)$$

olup statik olmayan kütleli skaler alanın enerji yoğunluğunu tanımlamaktadır. Elde edilen (108) sonucunu barotropik durum denkleminde kullanırsak kozmik madde dağılımının basıncı,

$$p = (\gamma - 1) \left(\frac{1}{2} - \Lambda - \varepsilon \right) \quad (110)$$

olur. Böylece, elde edilen fiziksel ve kinematik nicelikler yardımıyla kozmolojik sabitin varlığında statik olmayan kütleli skaler alan, viskoz akışkan ve ısı akısı içeren Gödel tipi rotasyon yapan evrende kozmik madde dağılımının ilginç bazı özellikleri tartışılabilir:

$$p = \begin{cases} 0 & , \quad \gamma = 1 \text{ için} \\ \rho & , \quad \gamma = 2 \text{ için} \\ -\rho & , \quad \gamma = 0 \text{ için} \\ \frac{\rho}{3} & , \quad \gamma = \frac{4}{3} \text{ için} \end{cases} \quad (111)$$

Öte yandan elde edilen çözümler alan denklemlerinde kullanılırsa, bulk (ξ) ve shear (η) viskozite katsayıları arasındaki bağıntı,

$$\xi = \frac{2}{3} \eta + \frac{\left\{ \gamma \rho - 1 - \frac{M^2}{4\pi} [C_1 J_1(A(t)) + C_2 Y_1(A(t))]^2 \right\} (H_1 t + H_0)}{H_1} \quad (112)$$

olarak bulunur. Bulk ve shear viskozite katsayılarının her ikisinin de pozitif tanımlı ($\xi > 0$, $\eta > 0$) olduğu Saha (2004) tarafından gösterilmiştir:

8. SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu çalışmada, kozmolojik sabitin (Λ) varlığında kütleli skaler alan, viskoz akışkan ve ısı akısı içeren homojen, anizotrop ve rotasyon yapan statik olmayan Gödel tipi uzay-zamanlar için fiziksel ve kinematik niceliklerin davranışları ve özellikleri incelenmiştir. Elde edilen modelde kütleli skaler alan varlığının; viskozite katsayıları, kozmolojik sabit, rotasyon, ısı akısı gibi temel kozmolojik niceliklere etkileri de tartışılmıştır. Modeldeki kinematik nicelikler aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

Genişleme (θ) ve ısı akısı (q_1),

$$\theta = \frac{\dot{H}}{H} = q_1 = \frac{H_1}{H_1 t + H_0}. \quad (113)$$

Shear skaleri (σ^2) ve dörtü hız vektörünün rotasyonu (Ω^2) aşağıdaki şekilde elde edilir:

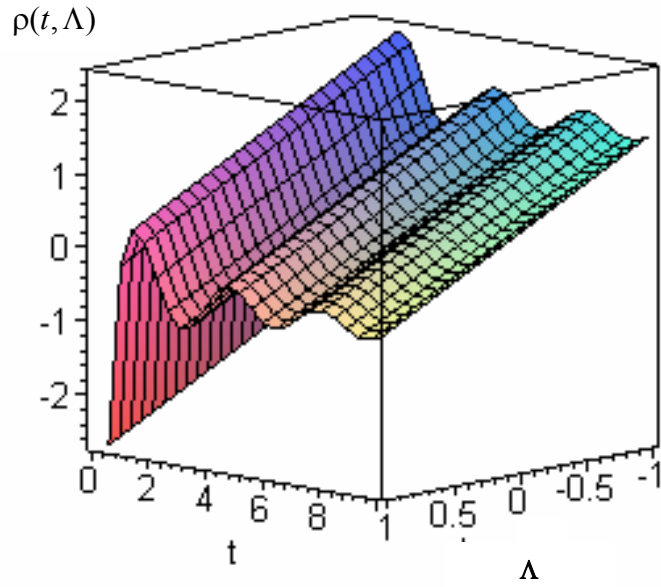
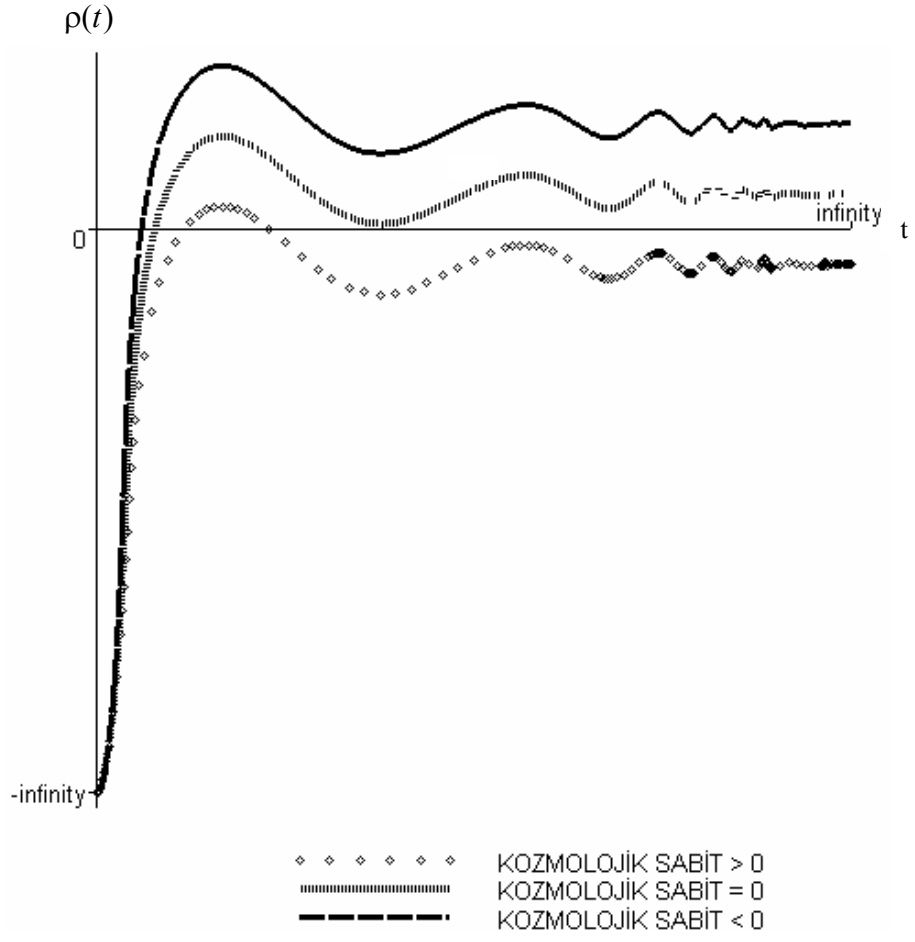
$$3\sigma^2 = \theta^2 \quad , \quad \Omega^2 = \frac{\alpha^2}{4} = \frac{1}{2} \quad (114)$$

Buna göre, böyle bir modelle tanımlanan uzay-zamanda kozmik rotasyon evrenin tüm genişleme süresince sabit kaldığı sonucuna varılmaktadır. Elde edilen model

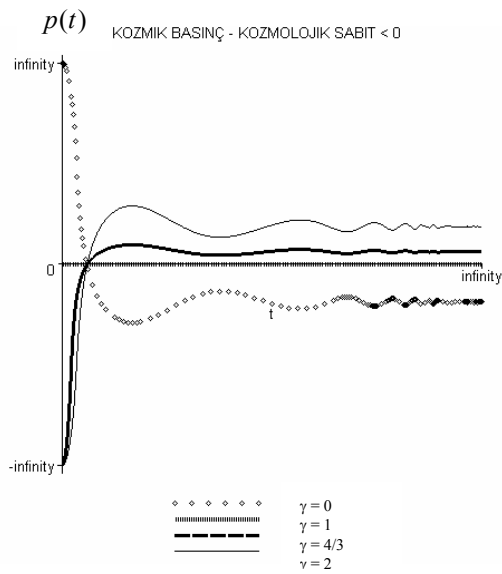
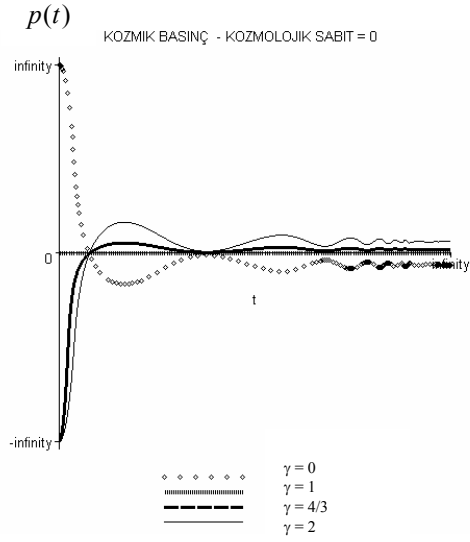
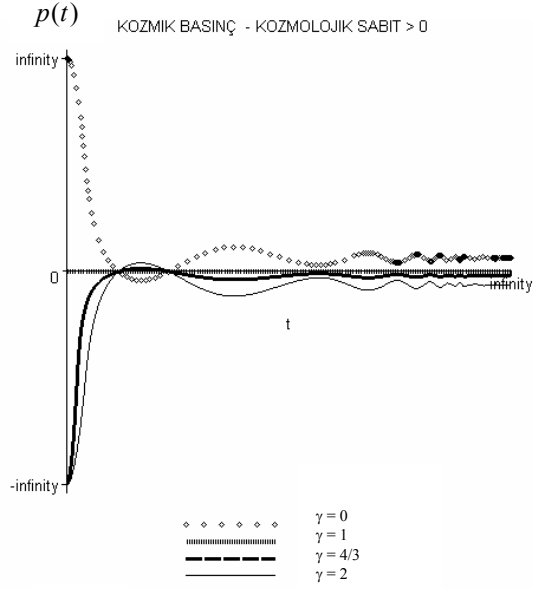
için anizotopi parametresi olarak da bilinen σ/θ oranı $\frac{\sigma}{\theta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cong 0.577$ dir. Kara

cisim ışınım izotropisi ile ilgili araştırmalardan, anizotropi parametresinin günümüz üst sınırı Collins ve ark. (1980) tarafından 0,001 olarak verilmiştir. Elde edilen model için σ/θ oranı, günümüz değerinden dikkate değer oranda büyüktür. Bu durum modelimizin, anizotropinin ihmal edilemediği, evrenin evriminin erken dönemlerini temsil edebileceğini göstermektedir.

Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, kozmolojik sabitin varlığında sabit rotasyona sahip statik olmayan kütleli skaler alan, viskoz akışkan ve ısı akısı içeren anizotropik fakat homojen bir evren modelini tanımlamaktadır. Elde edilen denklem (108), hem kozmolojik sabitin ve hem de kütleli skaler alanın enerji yoğunluğunun evreni dolduran kozmik madde dağılımının toplam enerji yoğunluğunu ve basıncını azaltacak şekilde etki ettiğini göstermektedir (Şekil-3 ve Şekil-4). Burada genelliği bozmaksızın $C_1 = 1$, $C_2 = 1$, $H_1 = 1$ ve $H_0 = 0$ olarak alınabilir.

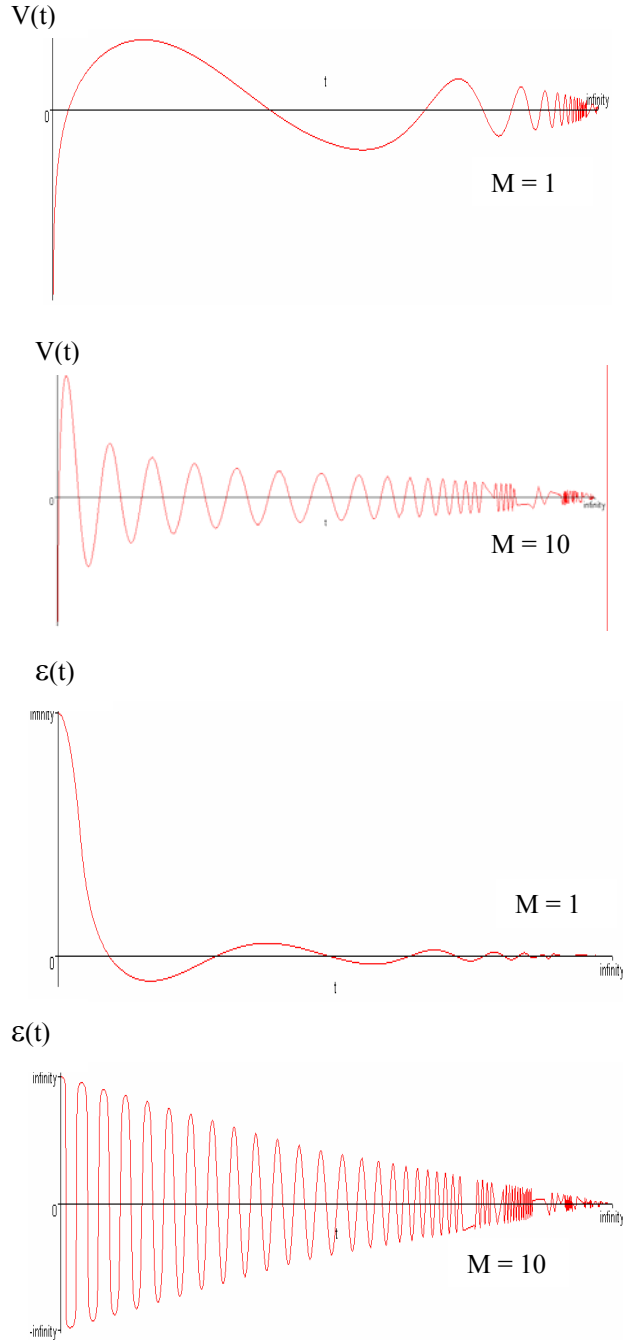


Şekil-3. Evreni dolduran kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.



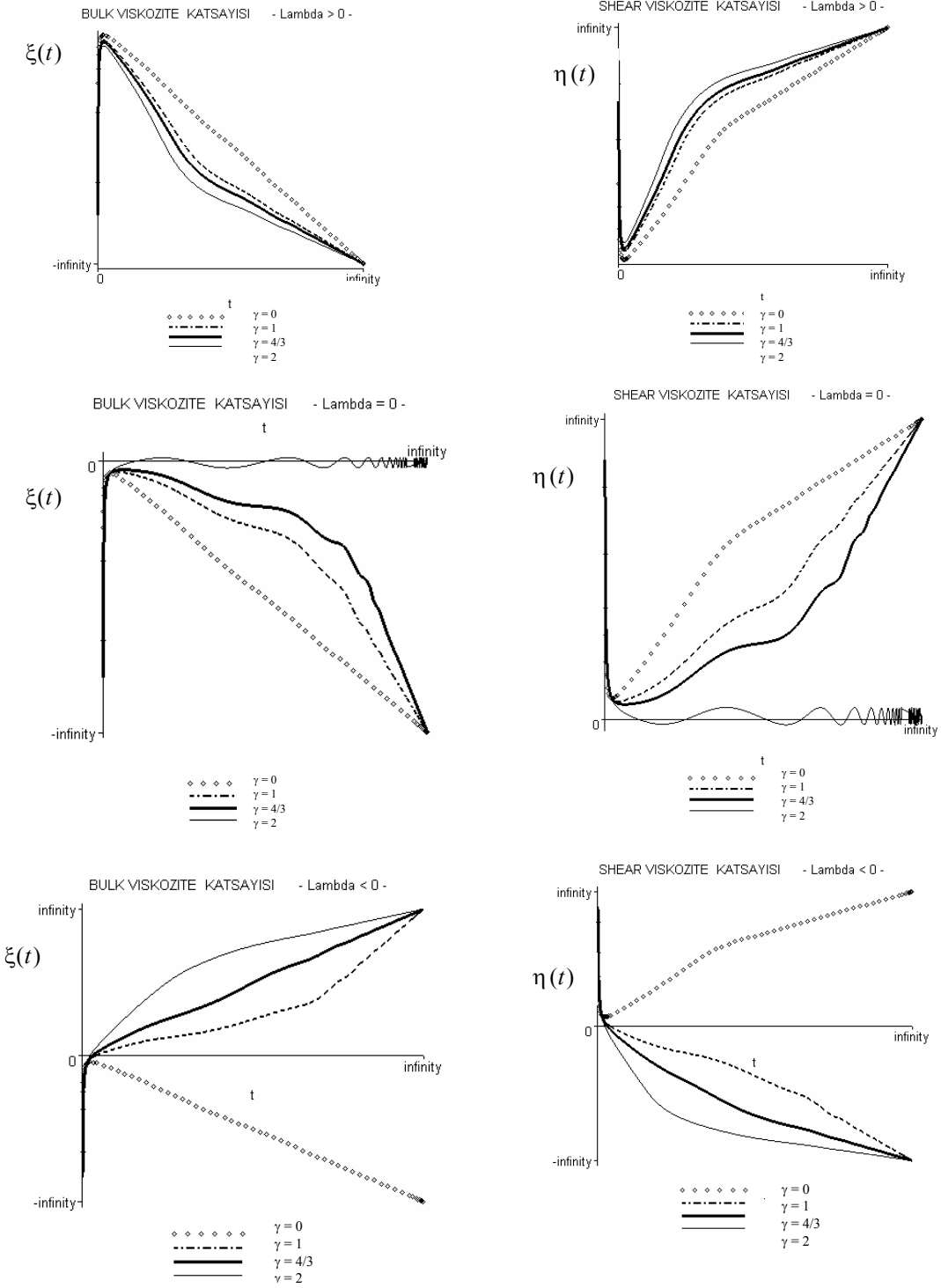
Şekil-4. Evreni dolduran kozmik madde dağılımının basıncının kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.

Bu durum kozmolojik sabit ile kütleli skaler alan arasında bir bağıntı olabileceğini düşündürmektedir. Bu düşünceden hareketle kütleli skaler alanın varlığının, böyle bir evrende vakum enerjisi ya da vakum enerjisinin farklı bir görünümü olduğuna inanılan quintessence yapı olarak davranmakta olduğu söylenebilir. Elde edilen modelde kütleli skaler alanı karakterize eden ε enerji yoğunluğunun davranışı Şekil-5'te verilmiştir.



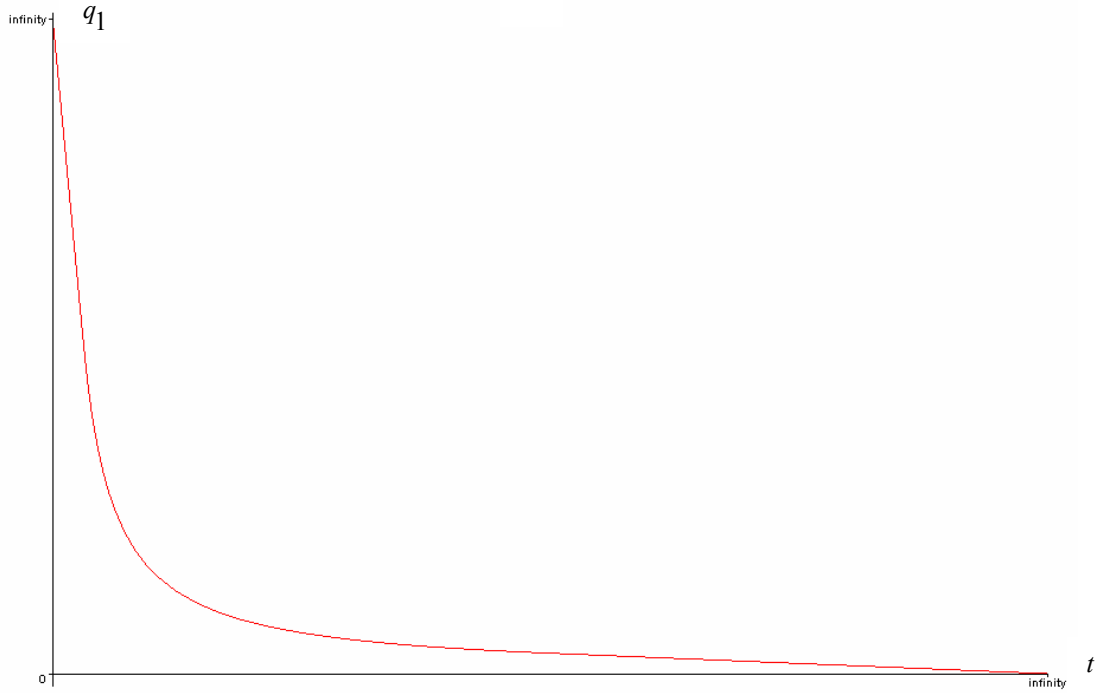
Şekil-5. Evreni dolduran kozmik madde dağılımındaki skaler alan etkileşimini tanımlayan potansiyel (V) ve enerji yoğunluğunun (ε) durgun kütleye (M) bağlı olarak zamanla değişimi.

Evreni dolduran kozmik madde dağılımındaki viskoz akışkanı tanımlayan bulk (ξ) ve shear (η) viskozite katsayılarının kütleli skaler alanın varlığına bağlı olarak zamanla azaldığı görülmektedir. Bu durum kozmolojik sabite bağlı olarak Şekil-6’te verilmiştir.



Şekil-6. Bulk viskozite katsayısının ve shear viskozite katsayısının kozmolojik sabite bağlı olarak zamanla değişimi.

Ayrıca modelde, madde dağılımındaki enerji transferinin yönünü belirten dörtlü ısı akı vektörünün x -yönü boyunca yöneldiği sonucu elde edilmiştir. Isı akısı genişleme başlangıcında çok büyük değerler alırken genişlemenin sonlarına doğru asimptotik olarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu durum Şekil-7’de gösterilmiştir.



Şekil-7. Isı akısını zamanla değişimi.

Hem enerji yoğunluğu hem de ısı akısı kozmik zamanla hızlı bir şekilde azalmaktadır. Bununla beraber, anizotropi parametresi olan σ/θ oranı evrenin bütün evrim işlemleri boyunca sabit kalmaktadır.

(113) denklemi ve ısı iletimi (heat conduction) ifadesinden aşağıdaki denklemleri elde ederiz:

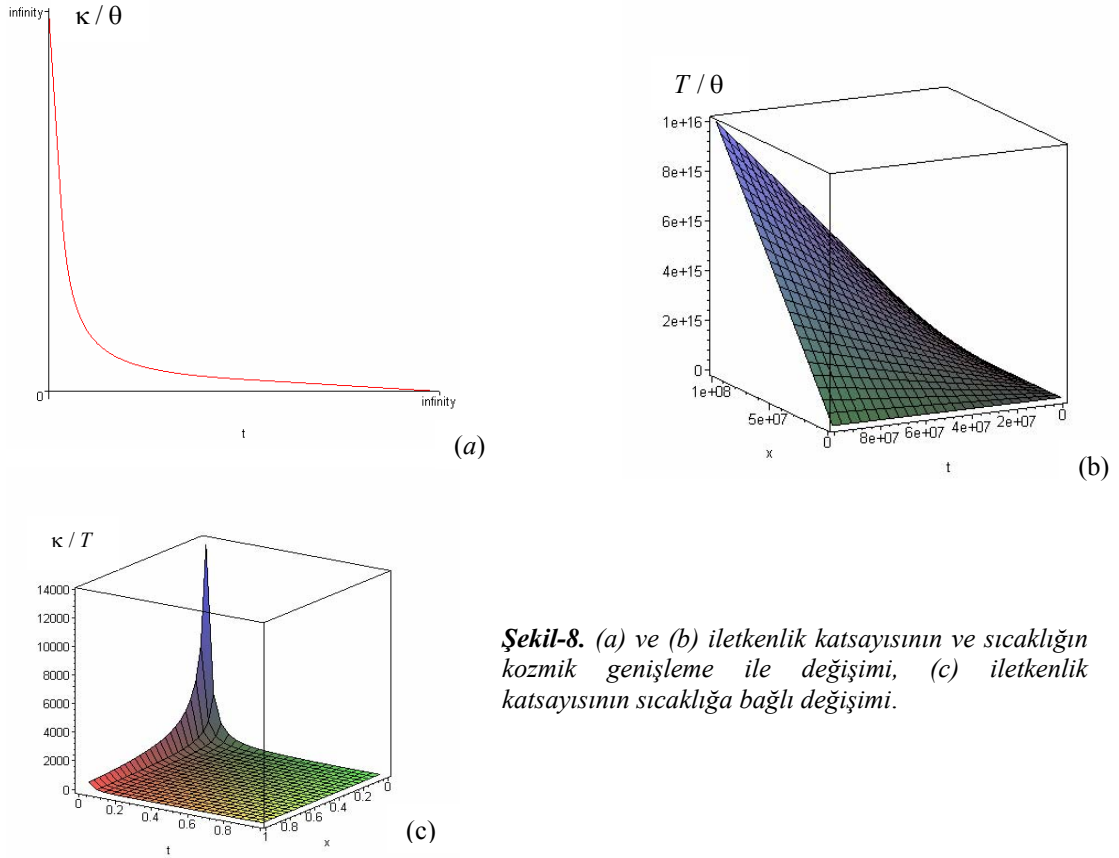
$$q_1 = \kappa T_{,1} = \theta = \frac{H_1}{H_1 + H_o}, \quad \kappa(T_{,2} - T \dot{H} e^x + \dot{T} H e^x) = 0 \quad (115)$$

$$\kappa = \frac{q_1}{T_{,1}} = \frac{\theta}{H \beta} = \frac{H_1}{\beta(H_1 t + H_o)^2}, \quad T = H(\beta x + \delta) = (H_1 t + H_o)(\beta x + \delta) \quad (116)$$

Burada κ , T , β ve δ sırasıyla termal iletkenlik katsayısı, sıcaklık ve keyfi sabitlerdir. Bu bağıntılar yardımıyla termal iletkenliğin ve sıcaklığın kozmik zaman t 'ye bağlılığı ve evrenin genişlemesiyle değişimi incelenebilir:

$$\frac{\kappa}{\theta} = \frac{1}{H\beta} = \frac{1}{\beta(H_1 t + H_o)} \quad , \quad \frac{T}{\theta} = \frac{(\beta x + \delta)(H_1 t + H_o)}{H_1} \quad (117)$$

Buradan evrendeki madde dağılımı için termal iletkenliğin tıpkı ısı akı değişimine benzer şekilde kozmik genişleme ile hızla azaldığı söylenebilir. Ayrıca, sıcaklık değişimi kozmik zaman koordinatı yanında uzaysal koordinata da bağlı olmaktadır. Bu sonuç mikrodalga fon ışınımında belirlenmiş olan sıcaklık anizotropisini açıklayabilir. Bu sonuçlar Şekil-8’de gösterilmiştir.



Şekil-8. (a) ve (b) iletkenlik katsayısının ve sıcaklığın kozmik genişleme ile değişimi, (c) iletkenlik katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi.

Elde edilen modelin tanımladığı uzay-zamanın tüm evrim işlemleri boyunca kütleli skaler alanın potansiyeli ($V(t)$) negatif olurken, enerji yoğunluğu ($\epsilon(t)$) pozitif kalmaktadır. Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğu ise genişleme başlangıcında negatif değerler alırken genişlemenin sonlarına doğru $\Lambda > 0$ için negatif olurken $\Lambda \leq 0$ için pozitif kalmaktadır. Madde dağılımının basıncı ise genişleme başlangıcında sadece $\gamma = 0$ için pozitif olmaktadır. Modeldeki madde dağılımının kozmolojik özelliklerini karakterize eden niceliklerin asimptotik davranışları Çizelge-1’de özetlenmiştir.

Çizelge-1. Kozmik madde dağılımının kozmolojik sabite göre davranışını tanımlayan niceliklerin asimptotik özellikleri.

Nicelik	Genişleme Başlangıcı ($t \rightarrow 0$)	Genişleme Sonları ($t \rightarrow \infty$)	
Skaler Alan Potansiyeli $V(t)$	$\lim_{t \rightarrow 0} V(t) \rightarrow -\infty$	$\lim_{t \rightarrow \infty} V(t) \rightarrow 0$	
Skaler Alan Enerji Yoğunluğu $\varepsilon(t)$	$\lim_{t \rightarrow 0} \varepsilon(t) \rightarrow \infty$	$\lim_{t \rightarrow \infty} \varepsilon(t) \rightarrow 0$	
Kozmik Madde Enerji Yoğunluğu $\rho(t)$	$\lim_{t \rightarrow 0} \rho(t) \rightarrow -\infty$, $\Lambda > 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho(t) \rightarrow -\frac{1}{2}$, $\Lambda > 0$	
	$\lim_{t \rightarrow 0} \rho(t) \rightarrow -\infty$, $\Lambda = 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho(t) \rightarrow \frac{1}{2}$, $\Lambda = 0$	
	$\lim_{t \rightarrow 0} \rho(t) \rightarrow -\infty$, $\Lambda < 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho(t) \rightarrow \frac{3}{2}$, $\Lambda < 0$	
Kozmik Madde Basıncı $p(t)$	$\Lambda > 0$	$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow \infty$, $\gamma = 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow \frac{1}{2}$, $\gamma = 0$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 4/3$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow -\frac{1}{6}$, $\gamma = 4/3$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 2$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow -\frac{1}{2}$, $\gamma = 2$
	$\Lambda = 0$	$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow \infty$, $\gamma = 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow -\frac{1}{2}$, $\gamma = 0$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 4/3$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow \frac{1}{6}$, $\gamma = 4/3$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 2$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow \frac{1}{2}$, $\gamma = 2$
	$\Lambda < 0$	$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow \infty$, $\gamma = 0$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow -\frac{3}{2}$, $\gamma = 0$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 4/3$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow \frac{1}{2}$, $\gamma = 4/3$
		$\lim_{t \rightarrow 0} p(t) \rightarrow -\infty$, $\gamma = 2$	$\lim_{t \rightarrow \infty} p(t) \rightarrow \frac{3}{2}$, $\gamma = 2$

Sonuç olarak; kozmolojik sabitin varlığında kütleli skaler alan içeren kozmolojik modellerin incelenmesi başta viskoz akışkanlı madde dağılımının evrenin evrimindeki rolü olmak üzere kozmolojik sabit problemi, karanlık madde problemi, kozmik genişleme, madde oluşumu, maddenin kütle kazanması, evrenin rotasyonunun kaynağı, vakum enerji dalgalanmaları, termodinamiksel ve diğer kozmolojik olayların incelenmesinde oldukça önemli olduğu görülmektedir. Bu tür çalışmaların farklı madde dağılımlarının da (örneğin; elektromanyetik alan, kozmik nötrino, kozmik sicim, sicim akışkan, domain wall, monopoller gibi) dikkate alınarak özellikle zamana bağlı kozmolojik sabit içeren modellerin incelenmesi önemli katkılar sağlayacaktır.

ÖZET

Bu çalışmada, öncelikle Einstein alan denklemleri, enerji-momentum tensörü, bazı kozmik madde formları, skaler alan kavramı ve özellikleri özetlenmiştir.

Daha sonra; rotasyon yapan, statik olmayan, homojen ve anizotropik bir evreni karakterize eden uzay-zamanı tanımlayan Gödel tipi metriği için eğrilik kaynağı olarak ısı akısı içeren viskoz akışkan kaynaklı kütleli skaler alan madde dağılımı göz önüne alınarak Einstein alan denklemleri hesaplanmış ve bu denklemlerin bazı exact çözümleri elde edilmiştir. Çözümlerde, uzay-zamanın eğrilik kaynağı olarak ısı akısı içeren kütleli skaler alanlı ve kozmik viskoz akışkan madde dağılımı kozmolojik sabitin varlığında göz önüne alınmıştır.

Son olarak, elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri incelenmiştir. Bulunan sonuçlar literatürlerde verilen diğer sonuçlar ile karşılaştırılarak yorumlanmıştır.

SUMMARY

In this study, firstly, the Einstein's field equations, energy-momentum tensors, some cosmic matter forms, scalar field concepts and their properties are summerized.

After then, Einstein field equations and some exact solutions of the equations for the Gödel-type metric which represents a rotating, nonstatic, spatially homogeneous, anisotropic space-time have been obtained. In the solutions, cosmic viscous matter distribution with massive scalar field and heat flux are considered as source of curvature of space-time.

Finally, asymptotic behaviours and physical features of the solutions are investigated. The obtained results are compared with other result given in literature.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans öğrenimimin her aşamasında ve bu tezin hazırlanmasında değerli önerileri ile yardımcı olan ve kıymetli vaktini ayıran sayın tez hocam Doç.Dr. İsmail TARHAN'a, SOCRATES/ERASMUS programı çerçevesinde gitme olanağı bulduğum Silesian Üniversitesi Fizik Enstitüsü (Opava, Çek Cumhuriyeti) öğretim üyelerinden Prof.Dr. Zdenek STUCHLIK, Prof.Dr. Stanislav HLEDIK ve Dr. Pavel BAKALA'ya, bu programa katılma olanağı sunan ve desteğini esirgemeyen sayın Prof.Dr. Osman DEMİRCAN'a, Yrd.Doç.Dr. Gülnur İKİS GÜN'e, bilgisayar programlarının hazırlanması, düzenlenmesi ve sonuçların analizi sırasında yardımlarını esirgemeyen sayın Doç.Dr. Hüsnü BAYSAL'a, Prof.Dr. İhsan YILMAZ'a, Doç.Dr. Uğur CAMCI'ya, Araş.Gör. Sezgin AYGÜN'e, Araş.Gör. Melis AYGÜN'e ve ayrıca yazım aşamasında katkılarını esirgemeyen Aylin İŞCAN'a tüm samimiyetimle teşekkür etmeyi borç bilirim.

KAYNAKLAR

- Aygün, S., 2005. *Kütleli Skaler Alan Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller ve Özellikleri*. YL Tezi, ÇOMÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Şubat 2005.
- Barrow J. D., Juskiwicz R. ve Sonoda D. H., 1985. *M.N.R.A.S.* **213**, 917.
- Barrow, J. D. ve Tsagas, C. G., 2003. *Class. Quantum Grav.* **21**, 177.
- Baysal, H., Yılmaz, İ. ve Tarhan, İ., 2001. *Int. J. Mod. Phys.*, **D10**, 935.
- Behrndt, K. ve Pössel, M., 2004. *Physics Letters*, **B1**, 580.
- Belinskii, V. A., ve Khalatnikov, I. M., 1972. *Sov. Phys. JETP* **36**, 591.
- Birch, P., 1982. *Nature*, **298**, 451.
- Birch, P., 1983. *Nature*, **301**, 735.
- Birrel, N.D. ve Davies, P.C.W., 1982. *Quantum Field Theories in Curved Space*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Brans, C. H. ve Dicke, R. H., 1961. *Phys. Rev.*, **124**, 925.
- Brans, C. H., 1997. *Contribution to Festschrift Volume for Englebert Schucking*.
- Budó, A., 1965, "Theoretische Mechanik", *VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften*, Berlin, 1965, 338 p.
- Burghardt, R., 2001. *Aust. Rep. on Grav.*, **ARG 02**.
- Chakraborty, S. K. ve Bandyopadhyay, N., 1983. *J. Math. Phys.*, **24**, 129.
- Collins, C. B., 1999. *Am. J. Phys.*, **63**, 48.
- Collins, C. B. ve Hawking S. W., 1973. *M.N.R.A.S.* **162**, 307.
- Collins, C. B., Class E. N. ve Wilkinson, D. A., 1980 *Gen. Relativ. Grav.* **12**, 805.
- Demianski, M., 1979. *Physics of the Expanding Universe*, Springer-Verlag, Berlin.
- Dirac, P. A. M., 1937. *Nature*, **139**, 323.
- Dirac, P. A. M., 1938. *Proceedings of the Royal Society*, **A167**, 148.
- Fay, S., 2004. *Astronomy and Astrophysics*, **413**, 799.
- Gamov G., 1946. *Nature* **158**, 549.
- Gödel, K., 1949. *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 447.
- Gödel, K., 1952. *Proc. Intern. Cong. Math.*, Cambridge, Mass, **1**, 175.
- Griffiths, D., 1987. *Introduction to Elementary Particles*, John Willey & Sons, Inc.

- Grishchuk, L.P. ve Zeldovich, Ya. B., 1982. *Complete Cosmological Theories in Quantum Gravity (Proceedings of the 2nd Seminar on Quantum Gravity, Moscow)*.
- Guth, A., 1981. *Phys. Rev.*, **D23**, 347.
- Hawking S., 1969. *M.N.R.A.S.* **142**, 129.
- Hawking S. W. ve Ellis G. F. R., 1973. *The large scale structure of space-time*, Cambridge University Press, Cambridge
- Hawking, S. W. ve Israel, W., 1979. *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Hughston, L. P., ve Tod, K. P., 1990. *An Introduction to General Relativity*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Ivanenko D. D., Korotky V. A. ve Obukhov Y. N., 1986a. *Astron. Circ. Acad. Sci. USSR*, **1458**, 1.
- Ivanenko D. D., Korotky V. A. ve Obukhov Y. N., 1986b. *Astron. Circ. Acad. Sci. USSR*, **1473**, 2.
- Ivanenko D. D., Korotky V. A. ve Obukhov Y. N., 1987. *Astron. Circ. Acad. Sci. USSR*, **1510**, 2.
- Kopar, S. S. ve Patel, L.K., 1988a. *Nuovo Cimento*, **B102**, 419.
- Kopar, S. S. ve Patel, L. K., 1988b. *Nuovo Cimento*, **B102** 425.
- Korotkii V. A. ve Obukhov Yu. N., 1995. *Sov. Phys. JETP*, **81**, 1031.
- Korotky V. A. ve Obukhov Y. N., 1996. Eds P. Pronin and G. Sardanashvily, World Scientific, Singapore, 421 p, preprint: gr-qc/9604049.
- Koyama, H., Nambu, Y. ve Tomimatsu, A., 2000. *Modern Physics Letters A.*, **15**, 815.
- Kramer, D., Stephani, H., Herlt, E., MacCallum, M.A.H. ve Schmutzer, E., 2003. *Exact Solutions of Einstein's Field Equations*, Cambridge Univ. Press. Cambridge.
- Kristian J. ve Sachs R. K., 1966. *Astrophysics J.*, **143**, 379.
- Kundt W., 1956. *Zeitschr. f. Physik*, **145**, 611.
- Lanzos C., 1924. *Zeitschr. f. Physik*, **21**, 73.
- Landau, L. D. ve Lifshitz, E.M., 1987. *The Classical Theory of Fields*, Bergamon Press.
- Lichnerowicz, A., 1967. *Relativistic Hydrodynamics and Magneto-hydrodynamics*, Benjamin, New York.
- Maitra S., 1966. *J. Math. Phys.* **7**, 1025.
- Matos, T., Guzm'an, F. ve Unena-Lopez, L. A., 1999. *Class. Quant. Grav.*, **17**, 1707.

- MacCallum, M.A.H., 1979. *In General Relativity and Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Mohanty, S. K. ve Sahoo, P. K., 2003. *Astrophysics and Space Science*, 288, 523.
- Misner C. W., Thorne K. S. ve Wheeler J. A., 1973. *Gravitation*, W. H. Freeman and Company, New York, 566 p.
- Nodland B. ve Ralston J. P., 1997. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3043.
- Obukhov Y. N., 1992. *General Relativity and Gravitation*, **24**, 121.
- Obukhov Y. N., Korotky V. A. ve Hehl F. W., 1997. *preprint astro-ph/9705243*.
- Obukhov, Y. N., 2000. *Colloquium on Cosmic Rotation*, Berlin, 23p.
- Ozsváth I. ve Schücking E., 1962, *Nature* **193**, 1168.
- Panov V. F. ve Sbytov, Yu. G., 1992. *Sov. Phys. JETP*, **74**, 411.
- Patel, L. K. ve Koppal, S. S., 1989. *Lett. Math. Phys.*, **18**, 347.
- Phinney E. S. ve Webster R. L., 1983. *Nature*, **301**, 735.
- Roy, S. R. ve Singh, J. P., 1985. *Aust. J. Phys.*, **38**, 763.
- Ruben, G., 1991. *Astrophysics and Space Science*, **177**, 465.
- Ryan, M .P. ve Shepley, L. C., 1975. *Homogeneous Relativistic Cosmologies*. Princeton Univ. Press, N.J.
- Saha, B., 2004. *Mod. Phys. Letters*, **28**, 2127.
- Seitz S., Schneider P. ve Ehlers J., 1994. *Class. Quantum Grav.*, **11**, 2345.
- Skalsy, V., ve Sukenik, M., 1994. *Astrophysics and Space Science*, **215**, 137.
- Stephani, H., 1985. *Genel Relativity*, Cambridge Univ. Press. Cambridge.
- Tarhan, İ., 2002. *Astron. Nachr.*, **323**, 5.
- Starobinsky, A.A., 1980. *Phys. Lett.*, **B91**, 99.
- Wald, R.W., 1984. *General Relativity*, The University of Chicago Press, Chicago.
- Wentzel, G., 2003. *Quantum Theory of Fields*, Dover Publications. ISBN 978-0486432458.
- Yavuz, İ. ve Baysal, H., 1994. *Int. J. Theor. Phys.*, **33**, 2285.
- Yılmaz, İ., 2005. *Phys. Rev.*, **D71**, 103501.

ÖZGEÇMİŞ

Neriman VARLIKLI

Kişisel Bilgi

- Medeni durum : Bekar
- Milliyet: : T.C.
- Doğum Tarihi : 18.02.1983
- Doğum Yeri : İzmir / Ödemiş
- Yabancı Dil : **İNGİLİZCE, ÜDS : 57,500** (Mart-2006)
KPDS : 56,000 (Mayıs-2006)
COMÜ-YADEM: 64,00 (Ağustos-2004)

Eğitimi

- **ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ**
Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2004 Yılı Mezunlu
BÖLÜM BİRİNCİSİ Mezuniyet Notu : **3,43 / 4,00 - 88,60/100**
- **ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ**
Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Öğrencisi
Alınan Derslerin Ağırlıklı Not Ortalaması : **3,69 / 4,00 -95,35/100**

Deneyimler ve Bilimsel Çalışmalar

- Eylül 2005-ŞUBAT 2006 tarihleri arasında **SOCRATES /ERASMUS** programı çerçevesinde Çek Cumhuriyeti, Opava'da yerleşik Silesian Üniversitesi Fizik Enstitüsü'nde Prof.Dr. Zdenek STUCHLIK ve Prof.Dr. Stanislav HLEDIK'in akademik danışmanlığında lisansüstü programına katılarak lisansüstü ders aldım ve tez çalışmam ile ilgili araştırmalarda bulundum. Ayrıca, bu çerçevede "Evolution of the Universe Filled with Viscous Fluid" başlıklı bir seminer verdim.
- Tez çalışmalarımın elde edilen sonuçların bir kısmı 27 March – 01 April 2006 tarihleri arasında Islamabad (Pakistan)'da yapılan 12th Regional Conference on Mathematical Physics isimli konferansta "*The Decay of Massive Scalar Field in a Rotating Universe*" başlıklı bildiri olarak tez danışmanım Doç. Dr. İsmail TARHAN tarafından sunuldu.
- Ayrıca tez çalışmamızda elde edilen diğer farklı sonuçların bir kısmı da 02 – 04 June 2006 tarihleri arasında Slovakya'da yapılan Bezovec – 2006 başlıklı konferansta "*Some Properties of Gödel Space-Times with Viscous Fluid and Scalar Field*" başlıklı bildiri olarak Silesian Üniversitesindeki Dr. Pavel BAKALA tarafından sunuldu.
- Bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar makale haline getirilerek yayınlanmak üzere Int. J. of Modern Physics D'ye gönderildi.

Ek Etkinlikler	Fizik , Fen Bilgisi, Matematik ve İngilizce özel dersleri verdi.
Sahip olduğu patent ve yayınlar	<ul style="list-style-type: none"> • Yüksek Lisans Tez Semineri: “<i>Some Properties of Gödel Space-Times with Viscous Fluid and Scalar Field</i>”, Şubat 2006.
Ek profesyonel etkinlikler	<ul style="list-style-type: none"> • Fizik, Matematik ve Teorik Bilgisayar özel dersleri verdi.
Katıldığı toplu etkinlikler	<ul style="list-style-type: none"> • Lisans ve Lisansüstü eğitim-öğretimi süresince çeşitli bilimsel,sosyal ve kültürel etkinliklere katıldı ve görev aldı.
Bilgi alınabilecek kişiler	<ul style="list-style-type: none"> • ÇOMÜ. Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümünden Prof. Dr. İhsan YILMAZ Doç. Dr. İsmail TAHRAN Yrd.Doç.Dr Gülnur İKİS GÜN
Mesleki hedefi	<ul style="list-style-type: none"> • Yüksek lisans öğrenimini bitirerek akademik hayata atılmak ve doktora yaparak bilimsel çalışmalarını sürdürmek. • Fizik, matematik ve bilgisayar alanlarında kendini geliştirmek ve çalışmalara katkıda bulunmak.
Yetki belgeleri	<ul style="list-style-type: none"> • ÇOMÜ. Fizik Lisans Diploması, (Haziran 2004) • Milli Eğitim Bilgisayar Okur-Yazar Sertifikası • ÇAĞDİL Milli Eğitim Onaylı Yabancı Dil Sertifikası (Intermediate ve Advanced düzeyde)
İlgi alanları, etkinlikler	<ul style="list-style-type: none"> • Kozmoloji ve Relativite Teorisi. • Matematiksel Fizik • Relativistik Astrofizik ve Yüksek Enerji Fiziği • Evren Modelleri
Gönüllü çalışma deneyimi	<ul style="list-style-type: none"> • Fizik, Fen Bilgisi, Matematik ve Geometriden özel dersler verdi. • Bilgisayar kullanımı deneyimini geliştirme çalışmaları. • Özellikle bilimsel çalışmalarda önemli yer tutan sembolik programlama dillerinden C programlama, Linux işletim sistemi, Mathematica gibi programlama dillerinde kendimi geliştirmeye çalışıyorum.

