

ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
DOKTORA TEZİ

KUARK GLUON MADDENİN
UZAY – ZAMAN GEOMETRİSİ

Can AKTAŞ

Danışman:
Prof. Dr. İhsan YILMAZ

Haziran, 2008
ÇANAKKALE

KUARK GLUON MADDENİN UZAY – ZAMAN GEOMETRİSİ

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı

Can AKTAŞ

Danışman:
Prof. Dr. İhsan YILMAZ

Haziran, 2008
ÇANAKKALE

DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Can AKTAŞ tarafından Prof. Dr. İhsan YILMAZ yönetiminde hazırlanan “KUARK GLUON MADDENİN UZAY ZAMAN GEOMETRİSİ” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

.....

Yönetici

.....

Jüri Üyesi

.....

Jüri Üyesi

.....

Jüri Üyesi

.....

Jüri Üyesi

Sıra No:.....

Tez Savunma Tarihi:...../...../.....

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŐEKKÖR

Öğrencisi olduğum ilk günden beri öğrenimimin her aşamasında ve bu tez çalışmasını gerçekleştirirken, çalışmam süresince değerli fikirleriyle beni aydınlatan ayrıca konu seçiminde beni yönlendiren ve çalışmanın her aşamasında bana yol gösteren danışmanım Sayın Prof. Dr. İhsan YILMAZ'a en derin saygı ve teşekkürlerimi sunarım. Konuyla ilgili karşılaştığım problemlerin çözümünde benden yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Hüsnü BAYSAL'a teşekkürü bir borç bilirim.

Son olarak maddi ve manevi destekleriyle her zaman yanımda olan eşime, anneme ve babama içtenlikle teşekkür ederim.

Can AKTAŞ

SİMGELER VE KISALTMALAR

FRW	: Friedmann – Robertson – Walker
g_{ik}	: Uzay – zamanın metrik potansiyelleri
χ	: $\left(\frac{8\pi G}{c^4}\right)$ sabit
T_{ik}	: Enerji – momentum tensörü
R	: Ricci skaleri ($g^{ik} R_{ik}$)
G_{ik}	: Einstein alan tensörü
Λ	: Kozmolojik sabit
R_{ik}	: Ricci tensörü
(;)	: Kovaryant türev
()	: x^j 'e göre türev
(•)	: t 'ye göre türev

Signatür: +2 (+, +, +, -)

KUARK GLUON MADDENİN UZAY – ZAMAN GEOMETRİSİ

ÖZET

Bu çalışmada, kuark ve acayip kuark madde genel rölativite çerçevesinde incelenmiştir. Bu amaçla kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sabit ve sıfır alınarak kuark ve acayip kuark madde için statik olmayan küresel simetrik uzay zaman için Einstein alan denklemleri çözülmüştür. Böylece her iki durumda magnetik alanlı ve magnetik alansız kuark ve acayip kuark maddenin uzay – zaman geometrisi elde edilmiştir.

Anahtar sözcükler: Kuark madde, acayip kuark madde, magnetize kuark madde, magnetize acayip kuark madde, Einstein alan denklemleri, durum denklemi, anizotropi parametresi

Hazırlanan bu Doktora tezi Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri tarafından 2006/05 no'lu projeden desteklenmiştir.

SPACE TIME GEOMETRY OF QUARK – GLUON MATTER

ABSTRACT

In this study, quark and strange quark matter have been studied in the context of general relativity. For this purpose, Einstein's field equations for quark and strange quark matter in the non static spherically symmetric space – time have been solved by taking that anisotropy parameter of space – time is constant and zero. So, space – time geometry quark and strange quark matter with magnetic field and without magnetic field have been obtained in the both cases.

Keywords: Quark matter, strange quark matter, magnetized quark matter, magnetized strange quark matter, Einstein field equations, equation of state, anisotropy parameter

The present Ph.D. thesis was supported by the Scientific Research Projects Commission (BAP) of Çanakkale Onsekiz Mart University under the project no of 2006/05.

İÇERİK

	Sayfa
DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	iv
ÖZET	v
ABSTRACT.....	vi
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
BÖLÜM 2 MATERYAL VE YÖNTEM.....	11
2.1. Einstein Alan Denklemleri	11
2.2. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi	12
2.2.1. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Barotropik Durum Denklemi İçin Magnetize Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi.....	17
2.2.2. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi.....	19
2.2.2.1. Çanta Modelindeki Acayip Kuark Madde	19
2.2.2.2. Lineer Durum Denklemi Durumundaki Acayip Kuark Madde.	21
2.3. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi	23
2.3.1. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Barotropik Durum Denklemi İçin Magnetize Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi.....	25

2.3.2. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi	27
2.3.2.1. Çanta Modelindeki Magnetize Acayip Kuark Madde.....	27
2.3.2.2. Lineer Durum Denklemi Durumdaki Magnetize Acayip Kuark Madde.....	29
2.4. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetik Alansız Kuark ve Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi.....	30
BÖLÜM 3 SONUÇLAR VE TARTIŞMA	36
3.1. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize.....	36
Kuark ve Acayip Kuark Madde İçin Sonuçlar	36
3.2. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayip Kuark Madde İçin Sonuçlar	41
3.3. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetik Alansız Kuark ve Acayip Kuark Madde İçin Sonuçlar	46
KAYNAKLAR	51
Tablolar	I
Şekiller.....	II
Yaşam Öyküsü.....	III

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Evrenin oluşumu ile ilgili en tutarlı teori olan Büyük Patlama (Big Bang) teorisine göre, yaklaşık 14,5 milyar yıl önce, evrenimizdeki madde ve enerji çok küçük bir hacim kaplıyordu. Bu sırada, dört temel etkileşim (kütle çekimi, elektromagnetik kuvvet, zayıf ve güçlü etkileşim) büyük olasılıkla tek bir etkileşim olarak birleşmiş haldeydi.

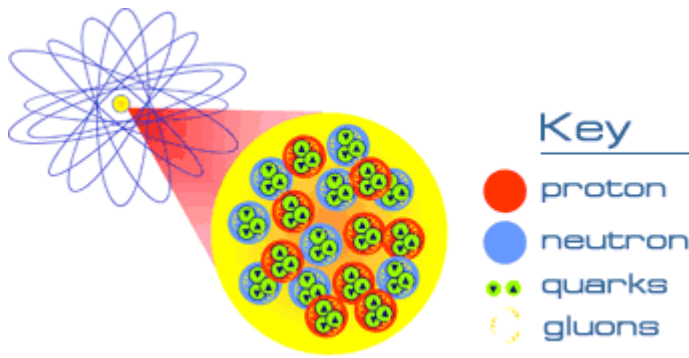
Planck zamanının (10^{-43} saniye, 10^{32} Kelvin) ardından kütle çekimi, öteki kuvvetlerden (elektromagnetik, zayıf ve güçlü çekirdek kuvveti) ayrıldı. 10^{-35} saniyede (10^{27} K, 10^{15} GeV) “Şişme Dönemi” olarak adlandırılan hızlı genişleme başladı. Şişme 10^{-32} saniye sonunda durdu. Bu sırada, evren başlangıç hacminin 10^{50} katı hacme ulaştı. 10^{-32} saniye sonunda güçlü çekirdek kuvveti de diğer iki kuvvetten ayrıldı. Madde ve anti – madde bu sırada birbirini yok etti. Ancak, madde miktarı, anti – maddeye göre biraz daha fazla olduğundan, fazla madde evrende varlığını sürdürdü. 10^{-11} saniyede (10^{21} K, 10^3 GeV) zayıf kuvvet ve elektromagnetik kuvvet birbirinden ayrıldı. 10^{-6} saniyede (1 GeV) kuark – hadron geçişi oldu. Sıcaklık azaldıkça kuarklarla anti – kuarkların birbirlerini yok etmesi süreci sona erdi ve arta kalan kuarklar üçlü gruplar oluşturarak proton ve nötronları oluşturdu. 1. saniyede (10^{10} Kelvin) elektronlar ve nötrinolar oluştu. 3. dakikada, sıcaklık 10^9 (1 milyar) Kelvin’e düştü. Bu sırada proton ve nötronlar, helyum ve döteryum gibi atomların çekirdeklerini oluşturdu. 300 000 yıl (3000 K) sonra eksi yüklü elektronlar, artı yüklü proton taşıyan çekirdeklere bağlanmaya başladılar. Sonunda hafif element diye adlandırılan hidrojen, helyum ve lityum atomları oluştu. Böylece evrenin yapısı büyük ölçüde tamamlanmış oldu. Daha sonra sıcaklık daha da azaldıkça sırasıyla diğer atomlar, yıldızlar ve gökadarlar oluştu (Vilenkin, 2000; Akoğlu, 2007).

Tablo 1. Temel etkileşimlerin özellikleri (Akoğlu, 2007; Weinberg, 1977)

Evrendeki Etkileşimler	Menzil	Görelî Şiddet	Özellik
Kütleçekimi	Sonsuz	10^{-38}	Kütle çekimi; gökadalr, yıldız kümeleri, Güneş Sistemi, gibi gökcisimlerinden oluşan sistemleri bir arada tutar ve bunların hareketini belirler. Kütle çekimin etki alanı sonsuzdur. Ancak, öteki kuvvetlerle karşılaştırıldığında çok daha zayıf bir kuvvettir. Bu etkileşim, graviton olduğu öne sürülen parçacık tarafından taşınır.
Güçlü Çekirdek Kuvveti	10^{-12} mm	1	Güçlü çekirdek kuvveti; atom çekirdeklerini oluşturan parçacıkları(protonlar ve nötronlar) birbirine bağlayan kuvvettir. Bu kuvvet olmasaydı, aynı yüklü parçacıklar olan protonlar birbirini iterdi ve atom çekirdekleri bir arada kalamazdı. Güçlü çekirdek kuvveti, elektromagnetik kuvvetten çok daha güçlü olduğundan, protonlar sıkıca birbirine yapışır. Yıldızların içinde meydana gelen çekirdek birleşmesi sırasında salınan enerji, bu kuvvetin ürünüdür. Bu etkileşim, 8 gluon tarafından taşınır.
Zayıf Çekirdek Kuvveti	10^{-15} mm	10^{-13}	Zayıf çekirdek kuvveti; proton ve nötronları oluşturan kuark ve lepton adlı parçacıkların birbiriyle etkileşmesini sağlar. Zayıf çekirdek kuvvetinin menzili ötekiler arasında en kısa (10^{-15} mm) olanıdır. Bu kuvvetin neden olduğu etkileşim sonucunda beta ışınması gibi, radyoaktif ışınma ortaya çıkar. Bu etkileşim, W^+ , W^- ve Z^0 parçacıkları tarafından taşınır.
Elektro magnetik	Sonsuz	10^{-2}	Elektromagnetik kuvvet; elektronları çekirdeğe bağlayan, atomları ve molekülleri bir arada tutan kuvvettir. Bu etkileşim foton tarafından taşınır.

Bu çalışmada evrenin ilk birkaç saniyesinde olduğu öne sürülen kuark – gluon maddenin yapısı ile ilgileneceğiz.

Bilindiği gibi, etrafımızdaki her şey, vücudumuzun içindeki her şey atomlardan oluşmuştur. Atomlar birleşerek molekülleri meydana getirmektedirler. Her bir atom daha küçük parçacıklardan oluşmaktadır. Atomun iç yapısındaki farklılıklar, farklı elementler oluşmasına neden olmuştur. Bir atomun iç yapısı aşağıdaki şekildedir (bkz. şekil 1) (RHIC, 2008).



Şekil 1. Atomun iç yapısı (RHIC, 2008)

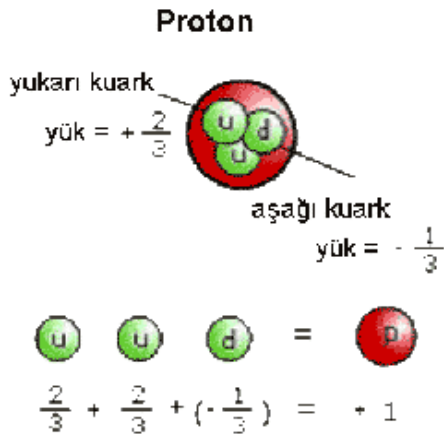
Şekil 1’de sarı renkle belirtilmiş olan yerler çekirdeği, mavi çizgiler ise çekirdeğin etrafındaki elektronları göstermektedir. Çekirdekdeki kırmızı renkler protonları, mavi renkler nötronları göstermektedir. Proton ve nötronların içerisinde daha da küçük parçacıklar vardır. Bunlara kuarklar denir ve yeşil olarak gösterilmiştir (RHIC, 2008).

Kuarklar, kütle açısından hafiften ağıra doğru; yukarı ve aşağı, tılsım ve acayip, üst ve alt kuark şeklinde sıralanabilir. Bunların birer de karşıt (anti) kuarkları vardır. Parçacıklar İngilizce adlarının küçük baş harfleriyle; yukarı ve aşağı; **u** ve **d** (“up” ve “down”), tılsım ve acayip; **c** ve **s** (“charm” ve “strange”), üst ve alt; **t** ve **b**, (“top” ve “bottom”) olarak gösterilir. Karşıt parçacıkları ise; “yukarı karşıt” ve “aşağı karşıt” kuark, “acayip karşıt” ve “tılsım karşıt” kuark, “üst karşıt” ve “alt karşıt” kuark olarak isimlendirilir ve karşıtı oldukları kuarkların simgelerinin üzerine birer çizgi konularak gösterilir. Örneğin yukarı karşıt kuark’ın simgesi \bar{u} olur (Altın, 2007; Hoyng, 2006).

Çekirdekdeki proton ve nötronların, kuark yapıları ve özellikleri kısaca aşağıdaki şekilde özetlenebilir.

Proton:

- “İki yukarı ve bir aşağı kuarkın, güçlü etkileşim altında bir araya gelmesiyle oluşur.($p = u + u + d$)” (Altın, 2007).
- “Yukarı kuarkların elektrik yükü $+\frac{2}{3}$, aşağı kuarkın ki $-\frac{1}{3}$ olduğundan, protonun elektrik yükü elektron(e) cinsinden; $2 \times \left(+\frac{2}{3}\right) + \left(-\frac{1}{3}\right) = +1$ olur” (Altın, 2007).



Şekil 2. Protonun iç yapısı ve protonun elektrik yükü (Altın, 2007)

- “Üç kuarktan ikisinin spinleri, zıt yönlerde eşleşerek birbirini götürdüklerinden, protonun spini $1/2$ olur” (Altın, 2007).
- “Kuarkların kütlelerinin toplamı, protonun kütlelerinin, %1,3 gibi çok küçük bir kısmını oluşturur ve proton kütlelerinin geri kalan %98,7’si; Einstein’ın kütleyle enerji arasında eşdeğerlik kuran $E = mc^2$ ilişkisine uygun olarak; barındırdığı üç kuarkın kinetik ve potansiyel enerjisinden oluşur. Dolayısıyla protonun içindeki kuarklar, kütlelerinin yaklaşık 80 katına eşdeğer enerji

taşırılar” (Altın, 2007). Protonun ve protonu oluşturan kuarkların kütlesi aşağıdaki şekildedir.

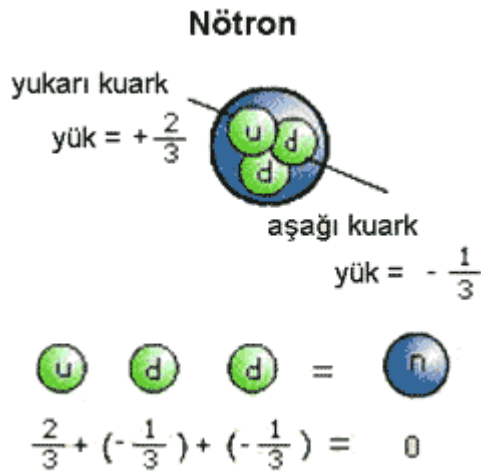
$$\text{proton} = u + u + d$$
$$938 \text{ MeV} \approx 6 \text{ MeV} + 6 \text{ MeV} + 3 \text{ MeV}$$

- “Kuarkların boyutları kesin olarak bilinmemekle beraber, kesinlikle 10^{-18} metrenin altında iken; protonun boyutu 10^{-15} metreyi bulur” (Altın, 2007).

Nötron:

Nötronlar da kuark üçlülerinden oluşur.

- “Bir yukarı ve iki aşağı kuark, güçlü etkileşim altında bir araya geldiklerinde bir nötron oluşur. ($n = u + d + d$)” (Altın, 2007).
- “Yukarı kuarkın elektrik yükü $+\frac{2}{3}$, aşağı kuarkın ki $-\frac{1}{3}$ olduğundan, nötronun elektrik yükü elektron(e) cinsinden; $\left(+\frac{2}{3}\right) + 2 \times \left(-\frac{1}{3}\right) = 0$ olur” (Altın, 2007).



Şekil 3. Nötronun iç yapısı ve nötronun elektrik yükü (Altın, 2007)

- “Üç kuarktan ikisinin spinleri, zıt yönlerde eşleşerek birbirini götürdüklerinden, nötronun spini de $1/2$ olur” (Altın, 2007).

- “Kuarkların kütlelerinin toplamı, nötronun kütlelerinin %1,6 gibi, çok küçük bir kısmını oluşturur ve nötron kütlelerinin geriye kalan %98,4’ten fazlası, Einstein’ın kütleyle enerji arasında eşdeğerlik kuran $E = mc^2$ ilişkisine uygun olarak; barındırdığı üç kuarkın kinetik ve potansiyel enerjisinden oluşur. Dolayısıyla nötronun içindeki kuarklar, kütlelerinin 60 katından fazlasına eşdeğer enerji taşırlar” (Altın, 2007). Nötronun ve nötronu oluşturan kuarkların kütlesi aşağıdaki şekildedir.

$$\text{nötron} = \mathbf{d} + \mathbf{d} + \mathbf{u}$$

$$940\text{MeV} \neq 3\text{MeV} + 3\text{MeV} + 6\text{MeV}$$

- “Kuarkların boyutları kesin olarak bilinmemekle beraber, kesinlikle 10^{-18} metrenin altında iken; nötronun boyutu 10^{-15} metreyi bulur” (Altın, 2007).

Şekil 4’deki atom 9 proton, 9 nötron ve 9 elektrondan oluşmuştur. Fakat atomlar bu parçacıkların farklı kombinasyonlarından meydana gelebilirler. Örneğin, bir hidrojen atomu bir proton ve bir nötrondan oluşurken; daha ağır olan bir altın atomu ise 79 proton, 79 elektron ve 118 nötrondan meydana gelir (RHIC, 2008).

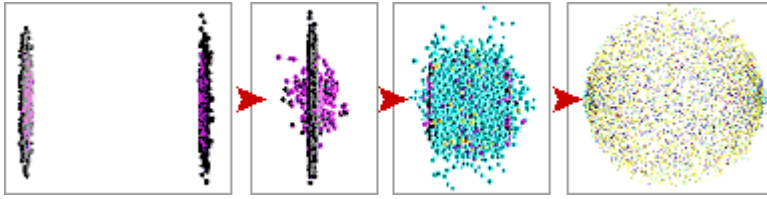
Son yıllardaki teknolojik ilerleme parçacık hızlandırıcılarında da görülmüştür. Son yıllarda yapılan deneyler, evrenin ilk anlarını anlamamıza yardımcı olmaktadır. Brookhaven Ulusal Laboratuvarındaki RHIC (Rölativistik ağır iyon çarpıştırıcısı) de çalışan fizikçiler, kuark – gluon madde deneylerinde altın iyonlarından faydalanmıştır.

RHIC’de, BRAHMS, PHENIX, PHOBOS ve STAR, isimli dört parçacık detektörü bulunmaktadır ve bunlar çarpışma noktalarındaki şiddetli parçalanmalardan püskürtülen çok küçük atom enkazlarını kaydederler.

Bu detektörlerden; BRAHMS, çarpışan altın nükleonu yönündeki proton ve nötron kalıntılarını bir noktaya getirmek yani odaklamak için seçilmiştir. PHOBOS, mümkün olduğunca geniş açısal aralıklardaki parçacıkları gözlemler ve bu parçacıklar arasındaki işbirliğini sağlar. STAR, ışın eksenlerini saran geniş bir açıklıktan dışarı salınmış tüm yüklü parçacıkların üç boyutlu görüntüsünü sağlar ki

bu görüntüyü sağlaması için dünyanın en geniş kamerası ile yapılandırılmıştır. PHENIX ise, kuark – gluon maddede hasar görmeden oluşabilen, çarpışmalardaki çok önce ortaya çıkmış özel parçacıkları inceler (RHIC, 2008).

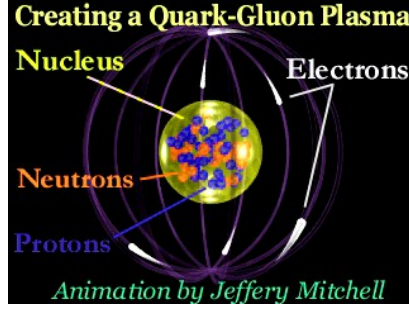
Altın atomu, bilinen en ağır elementlerden biri olduğu için RHIC’deki deneylerde altın iyonları kullanılmıştır. RHIC ışık hızına yakın hızda hareket eden iki altın iyonunu çarpıştırmıştır (RHIC, 2008).



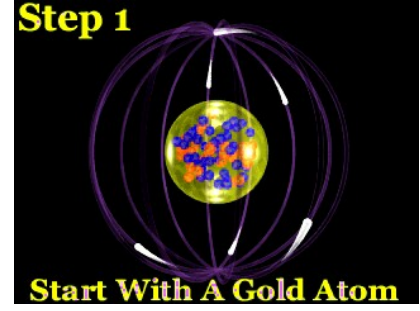
Şekil 4. İki altın iyonunun kafa kafaya çarpışma simülasyonu (RHIC, 2008)

Şekil 4’deki resmin ilk karesinde iki altın iyonu birbirlerine doğru yaklaşıyorlar. Bu iyonlar yaklaşık olarak ışık hızının % 99,95’i kadar hıza sahipler. İyonlar ışık hızının rölâtivistik etkisinden dolayı küre yerine yassı bir şekilde görünüyorlar. Resmin ikinci karesinde, iki iyon çarpışıyor ve biri diğerinin içerisinden geçiyor. Enerjilerinin bir kısmı, çarpışmadan önce sıcaklık ve yeni parçacıklara dönüşüyor. Bu çarpışmada proton ve nötronları oluşturan kuarklar ve gluonlar çok kısa bir süre serbest kalmaktadırlar (şekil 4’ün üçüncü karesi). Çarpışmadan hemen sonra, çok sayıdaki parçacıkların her biri çarpışma bölgesinde ne olduğu hakkında bize bilgi vermektedir (şekil 4’ün dördüncü karesi) (RHIC, 2008).

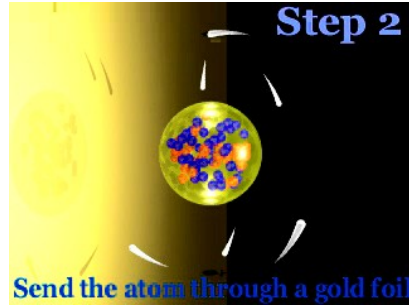
RHIC’deki çarpışmalar bilimsel olarak çok önemlidir. Çünkü proton ve nötronlar kuarklar ve gluonlardan oluşmaktadır. Ancak evrenin başlangıcında ne proton ne de nötronlar vardı sadece serbest haldeki kuarklar ve gluonlar bunmaktaydı. RHIC’deki bu deneyler evrenin başlangıcındaki maddenin nasıl oluştuğunu anlamamıza yardım etmektedir. Bu deneylerin safhaları kısaca aşağıdaki şekilde özetlenebilir (Bkz. Şekil 5) (RHIC, 2008).



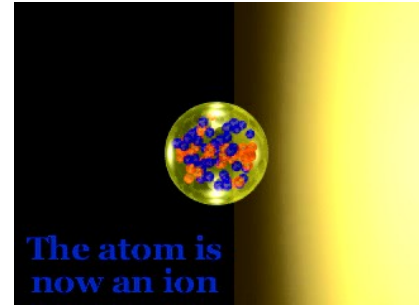
1. adım: Bir altın atomunun iç yapısı



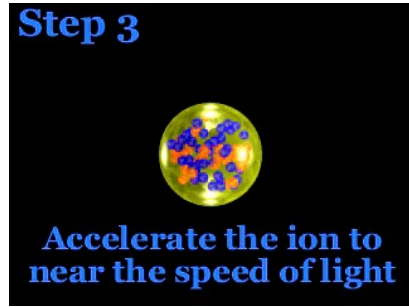
2. adım: Altın atomu



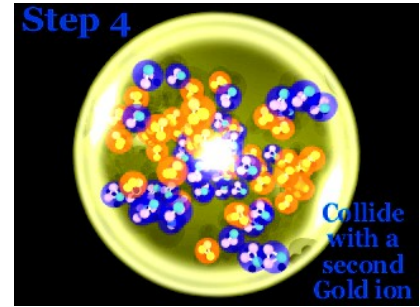
3. adım: Altın atomu elektronlarından ayrılıyor



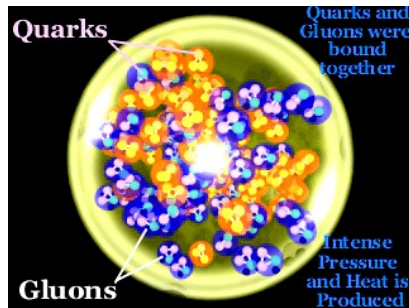
4. adım: Altın atomu artık iyon halde



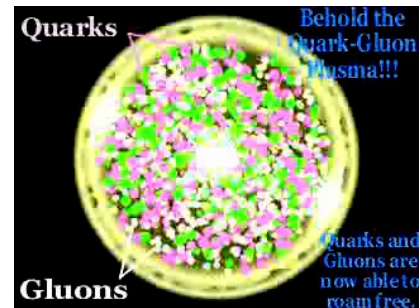
5. adım: Altın iyonları ışık hızına yakın hızlandırılıyor



6. adım: İki altın iyonu çarpışıyor



7. adım: Atomun içindeki kuarklar ve gluonlar serbest halde



8. adım: Kuark – gluon madde

Şekil 5. Kuark – gluon madde oluşum basamakları (Brookhaven, 2005)

Amerika'nın Enerji Bakanlığına bağlı, Brookhaven Ulusal Laboratuvarında, Relativistik Ağır İyon arpıştırıcısı (RHIC)'de, araştırma yapan 4 grup deney sonucunda řu açıklamayı yaptılar: (Brookhaven, 2005)

“Atom ekirdeğinin temel parçacıkları olan kuarklar ve gluonlardan, maddenin daha sıcak ve daha yoğun bir halini elde ettik. Ancak bu, zannedildiğinden biraz daha farklı ve daha dikkate değer bir durum ortaya çıkardı. RHIC'in, ağır iyon çarpıştırıcısında, ortaya çıkan bu madde, beklenenin aksine, serbest kuark ve gluonların, 'gaz halinde' değil, daha çok 'ideal akışkana (perfect fluid)' benzemesi idi.”

Kuark – gluon madde üzerine son yıllarda birçok çalışma yapılmıştır. Bunları deneysel, yıldızlar ve evren ile ilgili olmak üzere üç grupta toplamak mümkündür.

Back ve diğ. (2005), Adams ve diğ. (2005) ve Adcox ve diğ. (2005) kuark – gluon maddenin ideal akışkan gibi davrandığını laboratuvar ortamında bulmuşlardır. Shuryak (2004) RHIC'deki deneylerde meydana getirilen kuark – gluon maddenin özelliklerini ve neden ideal akışkan olması gerektiğini incelemiştir. Liao ve Shuryak (2008) kuark – gluon maddenin magnetik bileşenlerini deneysel olarak çalışmışlardır. Nayak (2008), BNL ve CERN'de yapılan ve yapılmakta olan kuark – gluon madde deneyleriyle ilgili genel bir değerlendirme yapmıştır.

Acayip kuark yıldızları (Strange Quark Star) konusunda son yıllarda yapılan çalışmalardan bazıları aşağıdaki şekilde özetlenebilir. Gondek – Rosinska ve diğ. (2000) anta modelini kullanarak rotasyon yapan acayip kuark yıldız modeli çalışmışlardır. Harko ve Cheng (2002) lineer durum denklemini kullanarak acayip kuark yıldızların kütlesi ve yarıçapı arasındaki ilişkiyi incelemişlerdir. Mak ve Harko (2002) anizotropik madde dağılımı için kuark yıldız modeli çalışmıştır. Yılmaz ve Baysal (2005), Gödel tipi metrik olarak elektromagnetik alanlı acayip kuark yıldız modelini incelemişlerdir. Weber (1999, 2003, 2005) kuark yıldızları ve nötron yıldızlarını arasındaki ilişkiyi incelemiştir. Xu (2003, 2005, 2006) kuark madde ve acayip kuark yıldızların özelliklerini araştırmıştır. Jaikumar (2007) acayip kuark

yıldızlarının ve nötron yıldızlarının özelliklerini incelemiştir. Sharma ve Maharaj (2007), anizotropik madde dağılımını ve lineer durum denklemini kullanarak acayip yıldız modeli çalışmışlardır. Daha sonra Komathiraj ve Maharaj (2007), Mak ve Harko'nun 2002'de yaptığı çözümlerin genelleştirmesini yapmışlardır. Gondek – Rosinska ve Limousin (2008) çeşitli durum denklemlerini kullanarak acayip kurak yıldızların kütlelerini ve yarıçaplarını nümerik olarak hesaplamıştır. Limousin ve diğ. (2008) acayip kuark yıldız çiftlerini incelemiştir.

Kuark ve acayip kuark madde büyük ölçekte ise aşağıdaki araştırmacılar tarafından çalışılmıştır. Mak ve Harko (2002) lineer durum denklemini kullanarak statik küresel simetrik metrik için anizotropik kuark madde dağılımı incelemiştir. Daha sonra Mak ve Harko (2004), elektrik alandaki acayip kuark yıldızları statik küresel simetrik uzay – zamanda çalışmıştır. Yavuz ve diğ. (2005), statik küresel simetrik uzay – zamanda konformal dönüşümleri kullanarak sicim bulutuna iliştilmiş acayip kuark madde için çözümler elde etmişlerdir. Yılmaz (2006), string bulutuna ve domain wall'lara iliştilmiş acayip kuark maddeyi 5 – boyutlu Kaluza – Klein kozmolojik modelinde incelemiştir. Yılmaz ve Yavuz (2006) n – boyutlu statik küresel simetrik uzay – zamanda kuark madde çözümleri yapmışlardır. Daha sonra, Yılmaz ve diğ. (2007) FRW metriği için acayip kuark maddeyle ilgili çözümler bulmuşlardır. Pradhan ve diğ. (2007) n – boyutlu statik küresel simetrik uzay – zamanda konformal dönüşümleri kullanarak sicim bulutuna iliştilmiş acayip kuark madde için çözümler elde etmişlerdir.

Bilindiği gibi deneylerde kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sıfıra çok yakın bir değer bulunmuştu. Buradan hareketle de kuark maddenin hemen hemen ideal akışkan gibi davrandığı bulunmuştu. Bu çalışmanın amacı, evrenin anizotropi parametresini sabit ve sıfır alarak magnetik alanlı ve magnetik alansız kuark ve acayip kuark maddenin evrendeki davranışını incelemektir. Bu bağlamda genel rölativite çerçevesinde evrenin anizotropi parametresi sabit ve sıfır alınarak magnetik alanlı ve magnetik alansız kuark ve acayip kuark madde için statik olmayan küresel simetrik uzay – zamanda Einstein alan denklemleri elde edilmiş ve çözümleri bulunmuştur.

BÖLÜM 2

MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Einstein Alan Denklemleri

Gravitasyonel etkileşmeleri ve dolayısıyla büyük ölçekte evrenin yapısını açıklayan genel rölativite teorisinin temel denklemleri olan Einstein alan denklemleri;

$$G_{ik} : R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = -T_{ik} \quad (1)$$

şeklindedir. Burada;

g_{ik} : Uzay – zamanın metrik potansiyelleri

T_{ik} : Enerji – momentum tensörü

R : ($g^{ik} R_{ik}$) Ricci skaleri

G_{ik} : Einstein alan tensörü

R_{ik} : Ricci tensörüdür

“Alan denklemlerinin bir yanı uzay geometrisiyle diğer yanı ise madde ve madde dağılımıyla (enerji – momentum tensörü ile) ilgilidir. Bu denklemler, ikinci mertebeden lineer olmayan karmaşık kısmi diferansiyel denklemler sistemi oluşturduklarından çözümleri oldukça zordur. Bu yüzden bir yana homojenlik, izotropi, küresel, silindirik, düzlemsel simetri gibi bazı özel fiziksel ve matematiksel koşullardan biri, birkaçı veya bunların bir kombinasyonu yüklenerek; diğer yana da ideal akışkan, viskoz akışkan, ısı akısı, elektromanyetik alan, sicim, domain wall, monopol ve texture gibi fiziksel niceliklerden biri, birkaçı veya bunların bir kombinasyonu eklenerek çözümleri elde edilmeye çalışılır” (Yılmaz, 1995).

Bu çalışmada, statik olmayan genel küresel simetrik metrik alınarak magnetik alanlı ve alansız kuark ve acayıp kuark madde için Einstein alan denklemlerinin çözümleri elde edilecektir.

Uzay – zamanın geometrisi için küresel simetrik metrik seçilmesinin iki nedeni vardır. İlki; yıldızların geometrisinin ideal durumlarda küresel simetriğe yakın olması; ikincisi de bugünkü evreni en iyi şekilde açıklayan FRW evreninin küresel simetrik olmasıdır.

Statik olmayan küresel simetrik metrik,

$$ds^2 = -e^{2\nu(r,t)} dt^2 + e^{2\lambda(r,t)} dr^2 + R^2(r,t) d\Omega^2 \quad (2)$$

şeklindedir. Burada $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ ve ν , λ ve R ; r ve t 'ye bağlı fonksiyonlardır (Joshi, 2000).

2.2. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Brookhaven Ulusal Laboratuvarı (<http://www.bnl.gov/>), yaptığı deneyler sonucunda kuark maddenin ideal akışkan formda olması gerektiğini açıklamıştır. Bu nedenle kuark maddenin enerji – momentum tensörü aşağıdaki şekildedir.

$$T_{ik}^{Kuark} = (\rho + p)u_i u_k + p g_{ik} \quad (3)$$

Burada, $u^i = \delta_4^i \frac{1}{\sqrt{-g_{44}}}$ (+ 2 signaturde) 4 – lü hız vektörü, $\rho = \rho_q + B$ toplam yoğunluk, $p = p_q - B$ toplam basınç ve B çanta sabitidir.

Elektromagnetik alan için enerji – momentum tensörü,

$$\begin{aligned} T_{ik}^{EM} &= F_{il} F_k^l - \frac{1}{4} g_{ik} F_{ab} F^{ab} \\ &= \left(\frac{1}{2} g_{ik} + u_i u_k \right) h^2 - h_i h_k \end{aligned} \quad (4)$$

şeklindedir. Burada F_{ij} elektromagnetik alan tensörü ve $h^2 = h_i h^i$ dir. Buradan magnetik alan

$$h_i = \eta_{ijkq} u^j F^{kq}$$

olup η_{ijkq} tam anti – simetrik birim tensördür. Magnetik alan 4 – lü hıza dik yönde olmalıdır. Yani magnetik alan $h_i u^i = 0$ koşulunu sağlamalıdır (Tsagas ve Barrow, 1997 ve 1998; Sihibata ve diğ., 2006).

Magnetize kuark madde için toplam enerji momentum tensörü (3) ve (4) denklemlerinden aşağıdaki şekilde elde edilir (Tsagas ve Barrow, 1997 ve 1998).

$$T_{ik} = T_{ik}^{Kuark} + T_{ik}^{EM}$$

$$T_{ik} = (\rho + p + h^2) u_i u_k + \left(p + \frac{h^2}{2} \right) g_{ik} - h_i h_k \quad (5)$$

Bu çalışmada, $h_i u^i = 0$ olması gerektiğinden dolayı magnetik alan radyal yönde seçilmiştir.

Kuark maddeyi magnetik alanlı incelememizin iki sebebi vardır. İlki, kuark madde yüksek yoğunlukta olduğundan Ohm yasasına göre elektrik alan sıfırdır (Tsagas ve Barrow, 1997 ve 1998; Barrow, 2007). İkincisi ise, kuark – gluon maddenin karalı olması için yük korunum yasasını sağlaması gerekir. Bu da kuark – gluon maddenin nötr yüklü olduğunu göstermektedir (Kaputsa, 1989).

(1) denklemindeki Einstein alan denklemlerinin sol tarafındaki geometri için (2) denklemindeki statik olmayan küresel simetrik metrik ve Einstein alan denklemlerinin sağ tarafındaki madde yerine de (5) denklemindeki enerji – momentum tensörü alınarak Einstein alan denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\frac{1}{R^2} - e^{-2\lambda} \left(\frac{R'^2}{R^2} + 2\nu' \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - 2\dot{\nu} \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p + \frac{h^2}{2} \quad (6)$$

$$e^{-2\lambda} \left(-\nu'' - \nu'^2 + \lambda' \nu' - \frac{R''}{R} + (\lambda' - \nu') \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left(\ddot{\lambda} + \dot{\lambda}^2 - \dot{\lambda} \dot{\nu} + \frac{\ddot{R}}{R} + (\dot{\lambda} - \dot{\nu}) \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p - \frac{h^2}{2} \quad (7)$$

$$\frac{1}{R^2} + e^{-2\lambda} \left(2\lambda' \frac{R'}{R} - 2 \frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} \right) + e^{-2\nu} \left(\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 2\dot{\lambda} \frac{\dot{R}}{R} \right) = \rho + \frac{h^2}{2} \quad (8)$$

ve

$$\dot{R}' - \dot{\lambda} R' - \nu \dot{R} = 0 \quad (9)$$

Burada (.) ve (') sırasıyla, t 'ye ve r 'ye göre kısmi türevleri göstermektedir.

Fiziksel değişkenler, yani genişleme skaleri, shear tensörü ve shear sırasıyla, (2) denklemindeki statik olmayan küresel simetrik metrik için aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\Theta(r, t) = e^{-\nu} \left(\dot{\lambda} + 2 \frac{\dot{R}}{R} \right) \quad (10)$$

$$\sigma_{\phi}^{\phi} = \sigma_{\theta}^{\theta} = -\frac{1}{2} \sigma_r^r = \frac{1}{3} e^{-\nu} \left(\frac{\dot{R}}{R} - \dot{\lambda} \right)$$

ve

$$\sigma^2 = \frac{e^{-2\nu}}{3} \left(\frac{\dot{R}}{R} - \dot{\lambda} \right)^2 \quad (11)$$

(6) ve (7) denklemlerinden

$$h^2 = \frac{1}{R^2} + \left(\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - (\dot{\lambda} + \dot{\nu}) \frac{\dot{R}}{R} + \dot{\lambda} \dot{\nu} - \dot{\lambda}^2 - \dot{\lambda} \ddot{\lambda} \right) e^{-2\nu} \\ + \left(\frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} - (\nu' + \lambda') \frac{R'}{R} + \nu'' + \nu'^2 - \nu' \lambda' \right) e^{-2\lambda} \quad (12)$$

$$p = -\frac{1}{2R^2} + \frac{1}{2} \left((3\dot{\nu} - \dot{\lambda}) \frac{\dot{R}}{R} - 3 \frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \dot{\lambda} \dot{\nu} - \dot{\lambda}^2 - \dot{\lambda} \ddot{\lambda} \right) e^{-2\nu} \\ + \frac{1}{2} \left((3\nu' - \lambda') \frac{R'}{R} + \frac{R''}{R} + \frac{R'^2}{R^2} + \nu'' + \nu'^2 - \nu' \lambda' \right) e^{-2\lambda} \quad (13)$$

ve (8) denkleminde de

$$\rho = \frac{1}{2R^2} + \frac{1}{2} \left((5\dot{\lambda} + \dot{\nu}) \frac{\dot{R}}{R} - \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \dot{\lambda} \dot{\nu} + \dot{\lambda}^2 + \dot{\lambda} \ddot{\lambda} \right) e^{-2\nu} \\ + \frac{1}{2} \left((5\lambda' + \nu') \frac{R'}{R} - 5 \frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} - \nu'' - \nu'^2 + \nu' \lambda' \right) e^{-2\lambda} \quad (14)$$

elde edilir.

Brookhaven Ulusal Laboratuvarının deneysel sonuçlarına göre kuark maddenin anizotropi parametresi sıfıra çok yakın bir değerdir. Bu nedenle evrenin anizotropisini ifade eden parametreyi (σ/θ) k_1 gibi bir sabite eşitleyebiliriz ($0 \leq k_1 < 1$). Bu durumda, (10) ve (11) denklemlerinden

$$\frac{\sigma}{\theta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\dot{\lambda}R - \dot{R}}{\dot{\lambda}R + 2\dot{R}} = k_1 \quad (15)$$

elde edilir. Bu diferansiyel denklem düzenlenirse

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{1 - \sqrt{3}k_1}{1 + 2\sqrt{3}k_1} \right) \dot{\lambda} \quad (16)$$

şeklinde olur. Bu denklemin çözümü de

$$R(r, t) = q_1(r) e^{\left(\frac{1 - \sqrt{3}k_1}{1 + 2\sqrt{3}k_1} \right) \lambda(r, t)} \quad (17)$$

şeklindedir. Burada $q_1(r)$, r 'ye bağlı keyfi bir fonksiyondur. Bu nedenle, genelliği bozmaksızın $q_1(r) = r$ alabiliriz. Ayrıca (17) denklemindeki sabitleri

$$k = \frac{1 - \sqrt{3}k_1}{1 + 2\sqrt{3}k_1} \quad (18)$$

olarak gösterelim, yani

$$R(r, t) = r e^{k\lambda(r, t)} \quad (19)$$

olur. (19) denkleminde elde ettiğimiz $R(r, t)$ fonksiyonu, (9) alan denkleminde yerine yazılırsa

$$(k-1)\dot{\lambda} + kr(k-1)\dot{\lambda}\lambda' + kr\lambda' - kr\nu'\lambda = 0$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden de

$$\nu(r, t) = \ln(a(t)\dot{\lambda}) + (k-1)\lambda + \left(1 - \frac{1}{k}\right) \ln r \quad (20)$$

bulunur. Burada $a(t) = a$, keyfi fonksiyondur. (6), (7), (8) ve (9) denklemlerinden görüleceği gibi bu denklemler altı bilinmeyenli (R , λ , ν , p , ρ ve h^2) dört denklemden oluşan bir sistemdir. Bu denklem sistemini çözebilmek için $p = w\rho$,

$p = \frac{\rho - 4B}{3}$ ve $p = \varepsilon(\rho - \rho_0)$ şeklindeki durum denklemleri kullanılacaktır.

2.2.1. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Barotropik Durum Denklemi İçin Magnetize Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

İdeal akışkan için durum denklemi,

$$p = w\rho \quad (21)$$

şeklindedir. Burada $0 \leq w \leq 1$ bir sabittir. Kuark madde ideal akışkan gibi davrandığından (21) denklemindeki durum denklemini kullanabiliriz. (21), (13), (14), (19) ve (20) denklemlerinden

$$\begin{aligned} & \left(\frac{-(k+1)(k+2)(w+1)r^{\frac{2}{k}-2}}{2a^2} - \frac{((k-1)w-3k-1)r^{\frac{2}{k}-2}\dot{a}}{2a^3\dot{\lambda}} \right) e^{2(1-k)\lambda} - \frac{w+1}{2r^2 e^{2k\lambda}} + \\ & \left[\left((3w+1)k - \frac{w+1}{2} \right) \lambda'' + \frac{w+1}{2} \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} + \left(6k + 6kw - 6 - 4w + \frac{3(w+1)}{2k} \right) \frac{\lambda'}{r} + \left(\frac{w+5}{2} - \frac{w+1}{k} \right) \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} \right. \\ & \quad + \frac{4k^2 - 4k + w + 1}{2k^2 r^2} + \left(3k^2 w + 3k^2 + w + 1 - \frac{7k(w+1)}{2} \right) \lambda'^2 \\ & \quad \left. + \left(\frac{5k + kw - 3w - 3}{2} \right) \frac{\dot{\lambda}'\lambda''}{\dot{\lambda}} \right] e^{-2\lambda} = 0 \quad (22) \end{aligned}$$

elde edilir. Bu denklemi çözmek için $\lambda(r, t)$ fonksiyonunu aşağıdaki şekilde değişkenlerine ayrılabilir olarak seçebiliriz.

$$e^{\lambda(r, t)} = f(t)g(r)$$

Burada $f(t) = C_1 t^n$ ve $g(r) = \frac{1}{C_2} r^{-1/k}$ şeklindedir. Ayrıca k ve n sabitlerdir. Bu durumda,

$$\lambda(r, t) = \ln(C_1 t^n) - \ln(C_2 r^{1/k}) \quad (23)$$

olur.

Yukarıdaki $\lambda(r, t)$ fonksiyonu (22) denkleminde yerine yazılarak $a(t)$ keyfi fonksiyonu aşağıdaki şekilde bulunur.

$$a(t) = \pm \frac{C_1 \sqrt{(k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1}}{t^{\frac{n(w+1)(k^2+3k+2)}{(k-1)w-3k-1}} \sqrt{((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)C_1^2 C_3 - (w+1)C_2^2 t^{\frac{-2n((k^2+4k+1)w+k^2+1)}{(k-1)w-3k-1}}}} \quad (24)$$

(23) ve (24) denklemleri doğal olarak (22) denklemini sağlamaktadır. Böylece metrik potansiyellerini ($v(r, t)$, $\lambda(r, t)$ ve $R(r, t)$) tam olarak belirlemiş oluruz. Yani, kuark maddenin uzay – zaman geometrisi Einstein Genel Rölativite teorisine göre belirlenmiştir. (19), (20) ve (23) denklemleri (10), (12), (13) ve (14) denklemlerinde yerine yazılırsa kuark maddenin basıncı, yoğunluğu, magnetik alanı ve genişleme skaleri aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$p = \frac{-2k(k+1)(k+2)w C_1^{2-2k} C_2^{2k-2} C_3 t^{\frac{2n(5kw+w+4k^2+k+1)}{(k-1)w-3k-1}}}{(k-1)w-3k-1} - \frac{2kw C_2^{2k}}{C_1^{2k} ((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)t^{2kn}} \quad (25)$$

$$\rho = \frac{-2k(k+1)(k+2)C_1^{2-2k} C_2^{2k-2} C_3 t^{\frac{2n(5kw+w+4k^2+k+1)}{(k-1)w-3k-1}}}{(k-1)w-3k-1} - \frac{2k C_2^{2k}}{C_1^{2k} ((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)t^{2kn}} \quad (26)$$

$$h^2 = \frac{2k(k-1)(k+2)(w-1)C_1^{2-2k} C_2^{2k-2} C_3 t^{\frac{2n(5kw+w+4k^2+k+1)}{(k-1)w-3k-1}}}{(k-1)w-3k-1} + \frac{2(2kw+w+1)C_2^{2k}}{C_1^{2k} ((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)t^{2kn}} \quad (27)$$

ve

$$\theta = \pm \frac{(1+2k)C_2^{k-1} \sqrt{((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)C_1^2 C_3 - (w+1)C_2^2 t^{\frac{-2n((k^2+4k+1)w+k^2+1)}{(k-1)w-3k-1}}}}{C_1^k \sqrt{(k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1} t^{\frac{-n(1+k+4k^2+w+5kw)}{(k-1)w-3k-1}}} \quad (28)$$

2.2.2. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Bodmer (1971) ve Witten (1984), yukarı – aşağı ve acayip kuarklardan oluşan maddenin, acayip kuark madde olduğunu önerdiler. Bu maddenin oluşumu ile ilgili birkaç mekanizma önerilmektedir. Bunlardan biri, erken evrendeki evre geçişleri esnasında $T \approx 200 \text{ MeV}$ sıcaklığında kuark – hadron geçiştir (Xu, 2005).

Diğer bir olasılık ise nötron yıldızlarının merkezlerinde gravitasyonun etkisiyle artan yoğunluklarda nötronların ve protonların kuarklara bozunmasıyla bu maddenin oluşabileceğidir (Aubin ve diğ., 2004). Hatta bu tür yıldızlara acayip kuark yıldızlar da (Strange Quark Stars) denmektedir. Bu modele göre acayip kuark yıldızlar yaklaşık olarak eşit miktarda yukarı, aşağı ve acayip kuarktan oluşmaktadırlar (Alcock, 1986 ve 1988; Madsen, 1999; Alford, 2001; Rajagopal ve Wilczek, 2001).

2.2.2.1. Çanta Modelindeki Acayip Kuark Madde

Acayip kuark maddeler, kuark maddenin çanta – modeline bağlı olarak durum denklemleriyle modellenirler (Drake ve diğ., 2002; Haensel ve diğ., 1986). Bu model, α_c güçlü etkileşim için etkileşim sabiti, B çanta sabiti ve m_s acayip kuarkın kütlesi olmak üzere üç parametre ile karakterize edilir. Yıldız özelliklerinin B sabitine bağımlılığı α_c ve m_s 'lere bağımlılığından daha fazladır. Çanta modelin en basit versiyonunda kuarklar birbirleriyle etkileşmesiz kabul edilir. Bu modelde kuarklar, hacimle orantılı enerji terimiyle açıklanır. Kuark maddenin bu modelinde, kuarklar yukarı, aşağı kuark, ağır acayip kuarklar ve elektronlardan oluşur (Gondek ve diğ., 2003). Bu modelde toplam yoğunluk

$$\rho = \rho_q + B \quad (29)$$

ve toplam basınç ise

$$p = p_q - B \quad (30)$$

ile verilmektedir. Bu ikisi arasında ise $p_q = \rho_q/3$ (p_q kuark basıncı ve ρ_q kuark enerji yoğunluğu) şeklinde bir bağıntı mevcuttur. $p_q = \rho_q/3$, (29) ve (30) denklemlerinden

$$p = \frac{\rho - 4B}{3} \quad (31)$$

acayıp kuark maddenin çanta modeli için durum denklemi elde edilir. Burada B çanta sabitidir (Alcock ve diğ., 1986; Xu, 2003).

(31), (13) ve (14) denklemlerinden

$$\begin{aligned} & \left(-\frac{2(k+1)(k+2)r^{\frac{2}{k}-2}}{3a^2} + \frac{2(2k+1)r^{\frac{2}{k}-2}\dot{a}}{3a^3\dot{\lambda}} \right) e^{2(1-k)\lambda} - \frac{2}{3r^2 e^{2k\lambda}} + \frac{4B}{3} \\ & + \left[\frac{2(3k-1)}{3}\lambda'' + \frac{2}{3}\frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} + \left(8k + \frac{2}{k} - \frac{22}{3} \right) \frac{\lambda'}{r} + \frac{2(2k-1)(3k-2)}{3}\lambda'^2 + \frac{4(2k-1)}{3k}\frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} \right. \\ & \left. + \frac{2(4k-3)}{3}\frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \frac{2(3k^2-3k+1)}{3k}\frac{1}{r^2} \right] e^{-2\lambda} = 0 \quad (32) \end{aligned}$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü için $\lambda(r, t)$ fonksiyonu (23) denklemindeki gibi seçilip çözümlerse,

$$a(t) = \pm \sqrt{\frac{(k^2+k+1)(3k^2+2k+1)C_1^2}{2(k^2+k+1)C_1^{2k}C_2^{2-2k}Bt^{2(k-1)n} - (3k^2+2k+1)C_2^2t^{-2n} + (k^2+k+1)(3k^2+2k+1)C_1^2C_4t^{\frac{-2n(k+1)(k+2)}{2k+1}}}} \quad (33)$$

bulunur. Bu durumda çanta modelindeki magnetize acayıp kuark maddenin basıncı, yoğunluğu ve magnetik alanı,

$$p = \frac{k(k+1)(k+2)C_1^{2-2k}C_2^{2k-2}C_4t^{\frac{-2n(3k^2+2k+1)}{2k+1}}}{2(2k+1)} - \frac{(4k^2+k+1)B}{3k^2+2k+1} - \frac{kC_2^{2k}}{2(k^2+k+1)C_1^{2k}t^{2kn}} \quad (34)$$

$$\rho = \frac{3k(k+1)(k+2)C_1^{2-2k}C_2^{2k-2}C_4t^{\frac{-2n(3k^2+2k+1)}{2k+1}}}{2(2k+1)} + \frac{(5k+1)B}{3k^2+2k+1} - \frac{3kC_2^{2k}}{2(k^2+k+1)C_1^{2k}t^{2kn}} \quad (35)$$

ve

$$h^2 = \frac{k(k-1)(k+2)C_1^{2-2k}C_2^{2k-2}C_4t^{\frac{-2n(3k^2+2k+1)}{2k+1}}}{2k+1} - \frac{2(k-1)(2k+1)B}{3k^2+2k+1} + \frac{(k+2)C_2^{2k}}{(k^2+k+1)C_1^{2k}t^{2kn}} \quad (36)$$

şeklinde elde edilir. Ayrıca genişleme skaleri

$$\theta = \pm \frac{(2k+1)}{C_1} \sqrt{\frac{2C_1^2B}{3k^2+2k+1} - \frac{C_1^{2-2k}C_2^{2k}t^{-2kn}}{k^2+k+1} + C_1^{4-2k}C_2^{2k-2}C_4t^{\frac{-2n(3k^2+2k+1)}{2k+1}}} \quad (37)$$

dir.

2.2.2.2. Lineer Durum Denklemi Durumundaki Acayip Kuark Madde

Son zamanlarda Dey ve diğ. (1998) tarafından acayip kuark madde için yeni bir durum denklemi daha elde edilmiştir. Bu durum denklemi daha sonra Gondek ve diğ. (2000) tarafından yaklaşık olarak lineer formda ifade edilmiştir. Bu durum denklemi aşağıdaki şekildedir.

$$p = \varepsilon(\rho - \rho_0) \quad (38)$$

Burada ρ_0 , sıfır basınçtaki enerji yoğunluğu ve ε bir sabittir (Sharma ve diğ, 2006).

(38), (13) ve (14) denklemlerinden

$$\begin{aligned}
& \left[\left(\frac{5+\varepsilon}{2} - \frac{\varepsilon+1}{k} \right) \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + \left(\frac{3\varepsilon+3}{2k} + 6k\varepsilon + 6k - 6 - 4\varepsilon \right) \frac{\lambda'}{r} + \left(3k\varepsilon + k - \frac{\varepsilon+1}{2} \right) \lambda'' + \frac{\varepsilon+1}{2} \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} \right. \\
& + \left. \left(3k^2\varepsilon + 3k^2 + \varepsilon + 1 - \frac{7k(\varepsilon+1)}{2} \right) \lambda'^2 + \frac{5k+k\varepsilon-3\varepsilon-3}{2} \frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \left(\frac{\varepsilon+1}{2k^2} + \frac{k-1}{k} \right) \frac{1}{r^2} \right] e^{-2\lambda} \\
& + \left[\left(\frac{\varepsilon-k\varepsilon+3k+1}{2} \right) \frac{r^{\frac{2}{k}-2} \dot{a}}{a^3 \dot{\lambda}} - \left(\frac{k^2\varepsilon+2\varepsilon+3k+k^2+3k\varepsilon+2}{2} \right) \frac{r^{\frac{2}{k}-2}}{a^2} \right] e^{2(1-k)\lambda} \\
& + \varepsilon\rho_0 - \frac{\varepsilon+1}{2r^2 e^{2k\lambda}} = 0 \quad (39)
\end{aligned}$$

elde edilir. (23) denklemini (39) denkleminde yerine yazılırsa,

$$a(t) = \pm \frac{C_1 \sqrt{A_1} \sqrt{A_2}}{\sqrt{A_1 A_2 C_1^2 C_5 t^{\frac{2n(k+2)(k+1)(\varepsilon+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}} - A_1 C_2^2 (\varepsilon+1) t^{-2n} + 2A_2 \varepsilon \rho_0 C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2(k-1)n}}} \quad (40)$$

elde edilir. Burada $A_1 = \varepsilon + 1 + k + 5k\varepsilon + 4k^2$ ve $A_2 = \varepsilon + 1 + 4k\varepsilon + k^2 + k^2\varepsilon$ şeklinde sabitlerdir.

Bu durumda magnetize acayıp kuark maddenin basıncı, yoğunluğu ve magnetik alanı aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\begin{aligned}
p = & - \frac{2k(k+1)(k+2)C_1^{2-2k} C_2^{2k-2} C_5 \varepsilon t^{\frac{2n(5k\varepsilon+\varepsilon+4k^2+k+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}}}{(k-1)\varepsilon-3k-1} - \frac{(4k^2+k+1)\varepsilon\rho_0}{(5k+1)\varepsilon+4k^2+k+1} \\
& - \frac{2k\varepsilon C_2^{2k} t^{-2kn}}{((k^2+4k+1)\varepsilon+k^2+1)C_1^{2k}} \quad (41)
\end{aligned}$$

$$\rho = -\frac{2k(k+1)(k+2)C_1^{2-2k}C_2^{2k-2}C_5t^{\frac{2n(5k\varepsilon+\varepsilon+4k^2+k+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}}}{(k-1)\varepsilon-3k-1} + \frac{(5k+1)\varepsilon\rho_0}{(5k+1)\varepsilon+4k^2+k+1} - \frac{2kC_2^{2k}t^{-2kn}}{\left((k^2+4k+1)\varepsilon+k^2+1\right)C_1^{2k}} \quad (42)$$

$$h^2 = \frac{2(k-1)(k+1)(\varepsilon-1)C_1^{2-2k}C_2^{2k-2}C_5t^{\frac{2n(5k\varepsilon+\varepsilon+4k^2+k+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}}}{(k-1)\varepsilon-3k-1} + \frac{2(k-1)(2k+1)\varepsilon\rho_0}{(5k+1)\varepsilon+4k^2+k+1} + \frac{2(2k\varepsilon+\varepsilon+1)C_2^{2k}t^{-2kn}}{\left((k^2+4k+1)\varepsilon+k^2+1\right)C_1^{2k}} \quad (43)$$

Ayrıca lineer durum denklemini durumundaki acayıp kuark madde için genişleme skaleri ise

$$\theta = \pm \frac{(2k+1)C_2^{k-1}t^{(1-k)n} \sqrt{A_1 A_2 C_1^2 C_5 t^{\frac{2n(k+2)(k+1)(\varepsilon+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}} - A_1 C_2^2 (\varepsilon+1) t^{-2n} + 2A_2 \varepsilon \rho_0 C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2(k-1)n}}}{C_1^k \sqrt{A_1} \sqrt{A_2}} \quad (44)$$

şeklindedir. Burada $A_1 = \varepsilon + 1 + k + 5k\varepsilon + 4k^2$ ve $A_2 = \varepsilon + 1 + 4k\varepsilon + k^2 + k^2\varepsilon$ dir.

2.3. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayıp Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Bu bölümde kuark ve acayıp kuark maddeyi genel rölativite çerçevesinde incelemek amacıyla (1) denkleminin verilen Einstein alan denklemlerinin sol tarafındaki geometri için (2) denkleminin ile verilen statik olmayan küresel simetrik metrik ve Einstein alan denklemlerinin sağ tarafındaki madde yerine de (5) denkleminin verilen enerji momentum tensörü alınarak evrenin anizotropi parametresinin sıfır olması durumunda magnetize kuark ve acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisi incelenecektir.

Brookhaven Ulusal Laboratuvarının deneysel sonuçlarına göre kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sıfıra çok yakın bir değerdir. Bu nedenle kuark – gluon madde ideal akışkan gibi davranır (Back ve diğ., 2005; Adams ve diğ., 2005; Adcox ve diğ., 2005). Buradan hareketle, evrenin anizotropi parametresi olan σ/θ ‘yı sıfıra eşitleyebiliriz (yani $k_1 = 0$ alabiliriz). (15) denklemini sıfıra eşitlenerek,

$$\frac{\dot{R}}{R} = \dot{\lambda} \quad (45)$$

veya

$$R = q_2(r)e^{\lambda} \quad (46)$$

elde edilir. Burada $q_2(r)$, r 'ye bağlı keyfi bir fonksiyondur. Genelliği bozmaksızın $q_2(r) = r$ alabiliriz. Bu durumda

$$R = re^{\lambda} \quad (47)$$

olur. (47) denkleminde elde ettiğimiz R fonksiyonunu, (9) alan denkleminde yerine yazılıp çözümlerse

$$v(r, t) = \ln(a(t)\dot{\lambda}) \quad (48)$$

elde edilir. Burada $a(t) = a$, keyfi fonksiyondur.

2.3.1. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Barotropik Durum Denklemi İçin Magnetize Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Kuark madde ideal akışkan gibi davrandığından (21) denklemindeki durum denklemini kullanabiliriz. (21), (13), (14), (47) ve (48) denklemlerinden

$$\left(\frac{5w+1}{2} \lambda'' + \frac{w+1}{2} \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} + \frac{7w+3}{2} \frac{\lambda'}{r} + \frac{w+1}{2} \lambda'^2 + \frac{3-w}{2} \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + (1-w) \frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} \right) e^{-2\lambda} - \frac{3w+3}{a^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a^3 \dot{\lambda}} = 0 \quad (49)$$

elde edilir. Bu denklemi çözmek için $\lambda(r,t)$ fonksiyonunu aşağıdaki şekilde değişkenlerine ayrılabilir olarak seçersek,

$$e^{\lambda(r,t)} = f(t)g(r)$$

dir. Burada $f(t) = C_1 t^n$ ve $g(r) = \frac{1}{C_2} r^{-m}$ dir. Ayrıca m ve n sabitlerdir. Yani,

$$\lambda(r,t) = \ln(C_1 t^n) - \ln(C_2 r^m) \quad (50)$$

olur. (50) denklemindeki $\lambda(r,t)$ fonksiyonunu (49) denkleminde yerine yazılarak $a(t)$ aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$a(t) = \pm \frac{\sqrt{2} \sqrt{1+3w} C_1}{\sqrt{2(3w+1)C_1^2 C_6^2 t^{-3n(w+1)} + (w+1)(m^2 - 2m)C_2^2 r^{2m-2} t^{-2n}}} \quad (51)$$

(51) denklemindeki $a(t)$ fonksiyonu r 'den bağımsız olması için $m = 0$ veya $m = 2$ ve $m = 1$ değerlerini almalıdır.

(47), (48), (50) ve (51) denklemleri (12) denkleminde yerine yazılırsa,

$$h^2 = \frac{C_2^2 m(2-m)r^{2m-2}}{C_1^2 t^{2n}} \quad (52)$$

elde edilir. (52) denkleminde de görüleceği gibi $m = 0$ veya $m = 2$ değerleri için h^2 sifıra eşit olacaktır. Ayrıca, h^2 'nin pozitif olması için m , 0 ile 2 arasında değerler almalıdır. Yani m 'nin alabileceği değer sadece 1'dir. Bununla birlikte n sabiti üzerinde herhangi bir kısıtlama yoktur.

Metrik potansiyelleri ($\nu(r,t)$, $\lambda(r,t)$ ve $R(r,t)$) tam olarak elde edildiğinden, maddenin uzay – zaman geometrisi Einstein Genel Rölative teorisine göre belirlenebilir.

$m = 1$ için p , ρ ve h^2 aşağıdaki şekildedir.

$$p = \frac{3wC_6}{t^{3n+3nw}} - \frac{wC_2^2}{(3w+1)C_1^2 t^{2n}} \quad (53)$$

$$\rho = \frac{3C_6}{t^{3n+3nw}} - \frac{C_2^2}{(3w+1)C_1^2 t^{2n}} \quad (54)$$

ve

$$h^2 = \frac{C_2^2}{C_1^2 t^{2n}}. \quad (55)$$

Ayrıca genişleme skaleri

$$\theta = \pm \frac{3\sqrt{2(3w+1)C_1^2 C_6 - (w+1)C_2^2 t^{n+3wn}}}{\sqrt{2}\sqrt{3w+1}C_1 t^{\frac{3n(w+1)}{2}}} \quad (56)$$

dir.

2.3.2. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Magnetize acayip kuark madde için (31) ve (38) durum denklemlerini kullanabiliriz. (31) ve (38) durum denklemlerini, (13) ve (14) denklemlerini kullanarak anizotropi parametresinin sıfır olması durumundaki magnetize acayip kuark maddeyi inceleyelim.

2.3.2.1. Çanta Modelindeki Magnetize Acayip Kuark Madde

(31), (13) ve (14) denklemlerinden

$$\frac{2\dot{a}}{a^3\dot{\lambda}} - \frac{4}{a^2} + \frac{4B}{3} + \frac{2}{3} \left(2\lambda'' + 2\frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + 4\frac{\lambda'}{r} + \lambda^2 + \frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} \right) e^{-2\lambda} = 0 \quad (57)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü için $\lambda(r,t)$ fonksiyonu (50) denklemindeki gibi seçilip çözümlerse,

$$a(t) = \pm \frac{3C_1 t^{2n}}{\sqrt{3BC_1^2 t^{4n} + 3m(m-2)C_2^2 r^{2m-2} t^{2n} + 9C_1^2 C_7}} \quad (58)$$

bulunur. Burada $m = 0$, $m = 2$ ve $m = 1$ değerleri için $a(t)$ keyfi fonksiyonu r 'den bağımsız olmaktadır. (47), (48), (50) ve (58) denklemlerden faydalanarak (12), (13) ve (14) denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$p = \frac{C_2^2 m(m-2)}{6C_1^2 r^{2-2m} t^{2n}} + \frac{C_7}{t^{4n}} - B, \quad (59)$$

$$\rho = \frac{C_2^2 m(m-2)}{2C_1^2 r^{2-2m} t^{2n}} + \frac{3C_7}{t^{4n}} + B \quad (60)$$

ve

$$h^2 = \frac{C_2^2 m(2-m)r^{2m-2}}{C_1^2 t^{2n}}. \quad (61)$$

(61) denkleminde de görüldüğü gibi $m=0$ ve $m=2$ değerleri için h^2 sıfır olmaktadır. Bu nedenle $m=1$ için p , ρ , h^2 ve θ aşağıdaki şekildedir.

$$p = -\frac{C_2^2}{6C_1^2 t^{2n}} + \frac{C_7}{t^{4n}} - B \quad (62)$$

veya

$$p_q = -\frac{C_2^2}{6C_1^2 t^{2n}} + \frac{C_7}{t^{4n}} \quad (63)$$

$$\rho = -\frac{C_2^2}{2C_1^2 t^{2n}} + \frac{3C_7}{t^{4n}} + B \quad (64)$$

veya

$$\rho_q = -\frac{C_2^2}{2C_1^2 t^{2n}} + \frac{3C_7}{t^{4n}} \quad (65)$$

$$h^2 = \frac{C_2^2}{C_1^2 t^{2n}} \quad (66)$$

ve

$$\theta = \pm \frac{\sqrt{3C_1^2 B - 3C_2^2 t^{-2n} + 9C_1^2 C_7 t^{-4n}}}{C_1} \quad (67)$$

elde edilir.

2.3.2.2. Linear Durum Denklemi Durumundaki Magnetize Acayip Kuark Madde

(38), (13) ve (14) denklemlerinden

$$e^{-2\lambda} \left[(3-\varepsilon) \frac{\dot{\lambda}'}{2r\dot{\lambda}} + (7\varepsilon+3) \frac{\lambda'}{2r} + (5\varepsilon+1) \frac{\lambda''}{2} + (\varepsilon+1) \frac{\lambda'^2}{2} + (\varepsilon+1) \frac{\dot{\lambda}''}{2\dot{\lambda}} + (1-\varepsilon) \frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} \right] - \frac{3(\varepsilon+1)}{a^2} + \frac{2\dot{a}}{a^3\lambda} + \varepsilon\rho_0 = 0 \quad (68)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü için $\lambda(r, t)$ fonksiyonu (50) denklemindeki gibi seçilip çözümlerse,

$$a(t) = \pm \frac{\sqrt{6}\sqrt{\varepsilon+1}\sqrt{3\varepsilon+1}C_1}{\sqrt{2C_1^2\rho_0\varepsilon(3\varepsilon+1) + 3C_2^2m(m-2)(\varepsilon+1)^2r^{2m-2}t^{-2n} + 6C_1^2C_8(3\varepsilon+1)(\varepsilon+1)t^{-3n-3n\varepsilon}}} \quad (69)$$

bulunur. Burada $m=0$, $m=2$ ve $m=1$ değerleri için $a(t)$ keyfi fonksiyonu r 'den bağımsız olmaktadır. (69) denkleminde faydalanarak magnetik alan

$$h^2 = \frac{C_2^2m(2-m)r^{2m-2}}{C_1^2t^{2n}}. \quad (70)$$

şeklinde bulunur. (70) denkleminde de görüldüğü gibi $m=0$ ve $m=2$ değerleri için h^2 sıfır olmaktadır. Bu nedenle $m=1$ için p , ρ , h^2 ve θ aşağıdaki şekildedir.

$$p = \frac{3\varepsilon C_8}{t^{3n+3n\varepsilon}} - \frac{\varepsilon C_2^2}{(3\varepsilon+1)C_1^2t^{2n}} - \frac{\varepsilon\rho_0}{\varepsilon+1}, \quad (71)$$

$$\rho = \frac{3C_8}{t^{3n+3n\varepsilon}} - \frac{C_2^2}{(3\varepsilon+1)C_1^2t^{2n}} + \frac{\varepsilon\rho_0}{\varepsilon+1} \quad (72)$$

$$h^2 = \frac{C_2^2}{C_1^2 t^{2n}} \quad (73)$$

ve

$$\theta = \pm \frac{\sqrt{6} \sqrt{2\varepsilon(3\varepsilon+1)C_1^2 \rho_0 - 3(\varepsilon+1)^2 C_2^2 t^{-2n} + 6(\varepsilon+1)(3\varepsilon+1)C_1^2 C_8 t^{-3n-3n\varepsilon}}}{2C_1 \sqrt{(3\varepsilon+1)(\varepsilon+1)}} \quad (74)$$

elde edilir.

2.4. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetik Alansız Kuark ve Acayip Kuark Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi

Bu bölümde, magnetik alansız kuark ve acayip kuark maddenin uzay – zaman geometrisini belirleyelim. (1) denklemindeki Einstein alan denklemlerinin sol tarafındaki geometri için (2) denklemindeki statik olmayan küresel simetrik metriği ve Einstein alan denklemlerinin sağ tarafındaki madde yerine de (3) denklemindeki enerji – momentum tensörü alınarak Einstein alan denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\frac{1}{R^2} - e^{-2\lambda} \left(\frac{R'^2}{R^2} + 2\nu' \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - 2\dot{\nu} \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p \quad (75)$$

$$e^{-2\lambda} \left(-\nu'' - \nu'^2 + \lambda' \nu' - \frac{R''}{R} + (\lambda' - \nu') \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left(\ddot{\lambda} + \dot{\lambda}^2 - \dot{\lambda} \dot{\nu} + \frac{\ddot{R}}{R} + (\dot{\lambda} - \dot{\nu}) \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p \quad (76)$$

$$\frac{1}{R^2} + e^{-2\lambda} \left(2\lambda' \frac{R'}{R} - 2 \frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} \right) + e^{-2\nu} \left(\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 2\dot{\lambda} \frac{\dot{R}}{R} \right) = \rho \quad (77)$$

ve

$$\dot{R}' - \dot{\lambda} R' - \nu \dot{R} = 0 \quad (78)$$

burada (.) ve (') sırasıyla, t 'ye ve r 'ye göre kısmi türevleri göstermektedir.

Anizotropi parametresini sıfır alarak ve (78) alan denklemini kullanarak metrik potansiyelleri

$$R = re^{\lambda}$$

ve

$$v(r, t) = \ln(a(t)\dot{\lambda})$$

şeklindeydi. (47) ve (48) denklemleri, (75) – (77) alan denklemlerinde kullanılırsa,

$$\frac{3}{a^2} - 2\frac{\dot{a}}{a^3\dot{\lambda}} - \left(2\frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + 2\frac{\lambda'}{r} + 2\frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \lambda^2 \right) e^{-2\lambda} = -p \quad (79)$$

$$\frac{3}{a^2} - 2\frac{\dot{a}}{a^3\dot{\lambda}} - \left(\frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + \frac{\lambda'}{r} + \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} + \lambda'' \right) e^{-2\lambda} = -p \quad (80)$$

$$\frac{3}{a^2} - \left(4\frac{\lambda'}{r} + 2\lambda'' + \lambda'^2 \right) e^{-2\lambda} = \rho \quad (81)$$

bulunur. (79) ve (80) denklemleri taraf tarafa çıkarılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$-\frac{\lambda'}{r} - \lambda^2 - \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} - 2\frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \lambda'' + \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} = 0 \quad (82)$$

Bu denklemi çözmek için $\lambda(r, t)$ fonksiyonunu (50) denklemindeki gibi alırsak, yani

$$\lambda(r, t) = \ln(C_1 t^n) - \ln(C_2 r^m)$$

olur. Yukarıdaki $\lambda(r, t)$ fonksiyonunu (82) denkleminde yerine yazarsak

$$\frac{m(m-2)C_2^2 r^{2m-2} t^{-2n}}{C_1^2} = 0 \quad (83)$$

elde edilir. (83) denkleminin sağlanması için $m = 0$ veya $m = 2$ değerlerini almalıdır. Bununla birlikte n sabiti üzerinde herhangi bir kısıtlama yoktur.

Buradan metrik potansiyellerini ($\nu(r,t)$, $\lambda(r,t)$ ve $R(r,t)$) tam olarak belirleyebiliriz. Yani, maddenin uzay – zaman geometrisi Einstein Genel Rölativite teorisine göre belirlenebilir.

(79), (80), (81) ve (50) denklemlerinden aşağıdaki çözümleri elde ederiz.

$$p = -\frac{3}{a^2} + \frac{2t\dot{a}}{na^3}, \quad (84)$$

$$\rho = \frac{3}{a^2}, \quad (85)$$

ve genişleme skaleri

$$\Theta = \frac{3}{a} \quad (86)$$

Bu denklemlerdeki $a(t)$ fonksiyonunu, durum denklemlerini kullanarak belirleyebiliriz.

(a) Barotropik Durum Denklemi ($p = w\rho$)

Kuark madde ideal akışkan gibi davrandığından (21) durum denklemini ve (84), (85) denklemlerini kullanarak

$$\frac{2t\dot{a}}{na^3} - \frac{3}{a^2} - \frac{3w}{a^2} = 0 \quad (87)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü

$$a(t) = C_9 t^{\frac{3n(w+1)}{2}} \quad (88)$$

dir. Bu durumda kuark maddenin basıncı, yoğunluğu ve genişleme skaleri aşağıdaki şekildedir.

$$p = \frac{3w}{C_9^2 t^{3n(w+1)}} \quad (89)$$

$$\rho = \frac{3}{C_9^2 t^{3n(w+1)}} \quad (90)$$

ve

$$\theta = \frac{3}{C_9 t^{\frac{3n(w+1)}{2}}} \quad (91)$$

Acayip kuark madde için (31) ve (38) durum denklemlerini kullanarak (84) ve (85) denklemlerindeki $a(t)$ keyfi fonksiyonunu belirleyebiliriz.

(b) Acayip Kuark Madde Durum Denklemi ($p = \frac{\rho - 4B}{3}$)

(31), (84) ve (85) denklemlerinden

$$\frac{2t\dot{a}}{a^3 n} - \frac{4}{a^2} + \frac{4B}{3} = 0 \quad (92)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden

$$a(t) = \pm \frac{3}{\sqrt{3B + 9C_{10}t^{-4n}}} \quad (93)$$

bulunur. (93) denklemindeki $a(t)$ fonksiyonu (84) ve (85) denklemlerinde yerine yazılırsa,

$$p = -B + \frac{C_{10}}{t^{4n}} \quad (94)$$

$$\rho = B + \frac{3C_{10}}{t^{4n}} \quad (95)$$

elde edilir. Bu durumda genişleme skaleri

$$\Theta = \pm \sqrt{3B + 9C_{10}t^{-4n}}, \quad (96)$$

dir.

(c) Lineer Durum Denklemi ($p = \varepsilon(\rho - \rho_0)$)

(38), (84) ve (85) denklemlerinden

$$\frac{2t\dot{a}}{a^3n} - \frac{3(\varepsilon + 1)}{a^2} + \varepsilon\rho_0 = 0 \quad (97)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden

$$a(t) = \pm \frac{\sqrt{3(\varepsilon + 1)}}{\sqrt{3(\varepsilon + 1)C_{11}t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0}} \quad (98)$$

bulunur. (98) denklemindeki $a(t)$ fonksiyonu (84) ve (85) denklemlerinde yerine yazılırsa,

$$p = \varepsilon \frac{3(\varepsilon + 1)C_{11}t^{-3n-3n\varepsilon} - \rho_0}{\varepsilon + 1}, \quad (99)$$

$$\rho = \frac{3(\varepsilon + 1)C_{11}t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0}{\varepsilon + 1}, \quad (100)$$

dir. Lineer durum denklemleri kullanılarak elde edilen acayip kuark maddenin genişleme skaleri aşağıdaki şekildedir.

$$\Theta = \pm \frac{\sqrt{3}\sqrt{3(\varepsilon + 1)C_{11}t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0}}{\sqrt{\varepsilon + 1}} \quad (101)$$

Bu bölüm SCI kapsamındaki *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7(6), 757 – 763 adlı dergide İ. Yılmaz ve C. Aktaş tarafından 2007 yılında, “Space – Time Geometry of Quark and Strange Quark Matter” adlı makale olarak yayınlanmıştır.

BÖLÜM 3

SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Genel Rölativite teorisi, Einstein alan denklemleri sayesinde madde ve geometri arasındaki doğal ilişkiyi anlamamıza yardımcı olur. Elde ettiğimiz sonuçlar Brookhaven Ulusal Laboratuvarında elde edilen sonuçlarla uyum içindedir (kuark – gluon maddenin ideal akışkan olması ve anizotropi parametresinin sıfıra yakın bir sabit olması). Ayrıca, elde ettiğimiz çözümler r koordinatına bağlı değildir. Basınç ve yoğunluğun r 'den bağımsız olması madde dağılımının homogen ve izotrop olduğunu göstermektedir. Buradan da kuark madde evrenin ilk birkaç saniyesinde oluştuğu için, evrenin bu esnada homogen ve izotrop olduğu sonucuna varabiliriz. Bu da beklenen bir sonuçtur. Bu beklenen sonuç, çözümlerimizin tutarlı ve fiziksel olarak anlamlı olduğunu göstermektedir.

Brookhaven Ulusal Laboratuvarı'nda kuark – gluon maddenin hemen hemen ideal akışkan gibi davrandığının bulunmasından dolayı, Genel rölativite teorisindeki madde ve geometrinin özdeşliğini kullanarak kuark ve acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisini belirleyebiliriz. Buradan hareketle anizotropi parametresini sıfır ve sıfıra çok yakın sabit alınarak çözümler irdelenebilir.

3.1. Anizotropi Parametresinin Sabit Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayıp Kuark Madde İçin Sonuçlar

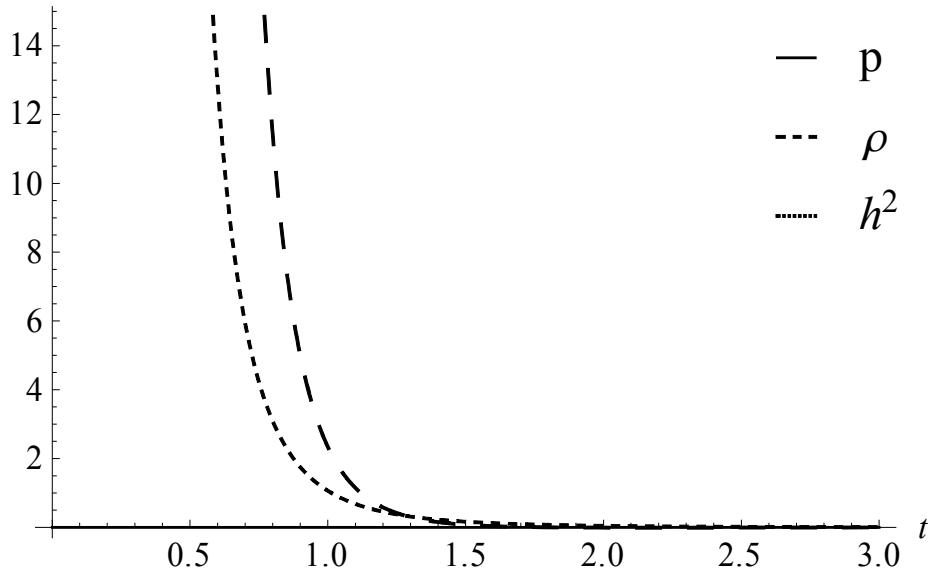
Brookhaven Ulusal Laboratuvarında elde edilen deneysel sonuçlar, kuark – gluon maddenin ideal akışkan gibi davrandığını yani σ/θ 'nin çok çok küçük olduğunu göstermiştir. Burada σ/θ 'yi sıfıra çok yakın bir sabit ($0 \leq k_1 < 1$) olarak elde edilen çözümler irdelenecektir.

Evrenin anizotropi parametresinin sabit olması durumunda magnetize kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

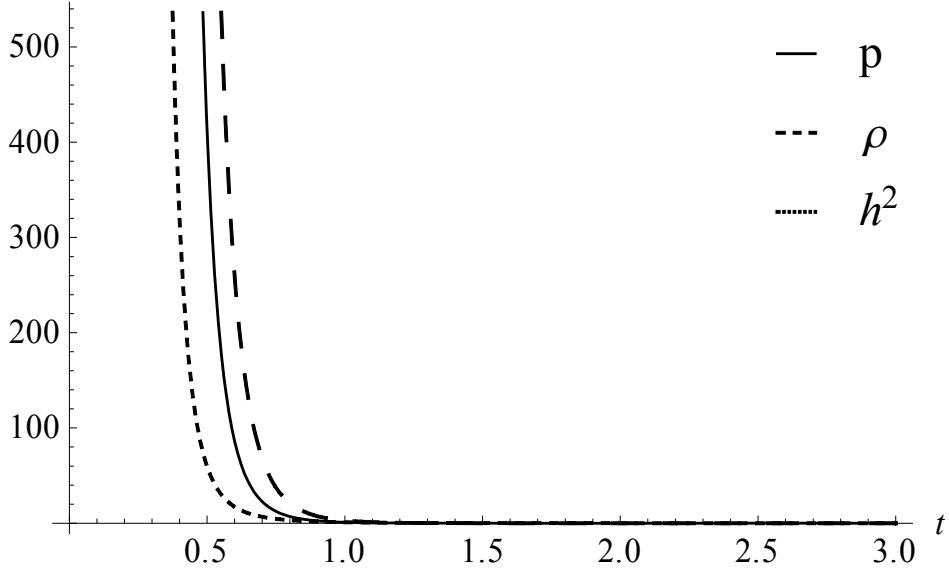
$$ds^2 = \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2/k}} dr^2 + \frac{C_1^{2k} t^{2kn}}{C_2^{2k}} d\Omega^2 - \frac{n^2((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2kn-2n-2} dt^2}{((k^2 + 4k + 1)w + k^2 + 1)C_1^2 C_3 t^{\frac{2n(k+1)(k+2)(w+1)}{(k-1)w-3k-1}} - (w+1)C_2^2 t^{-2n}} \quad (102)$$

şeklindedir.

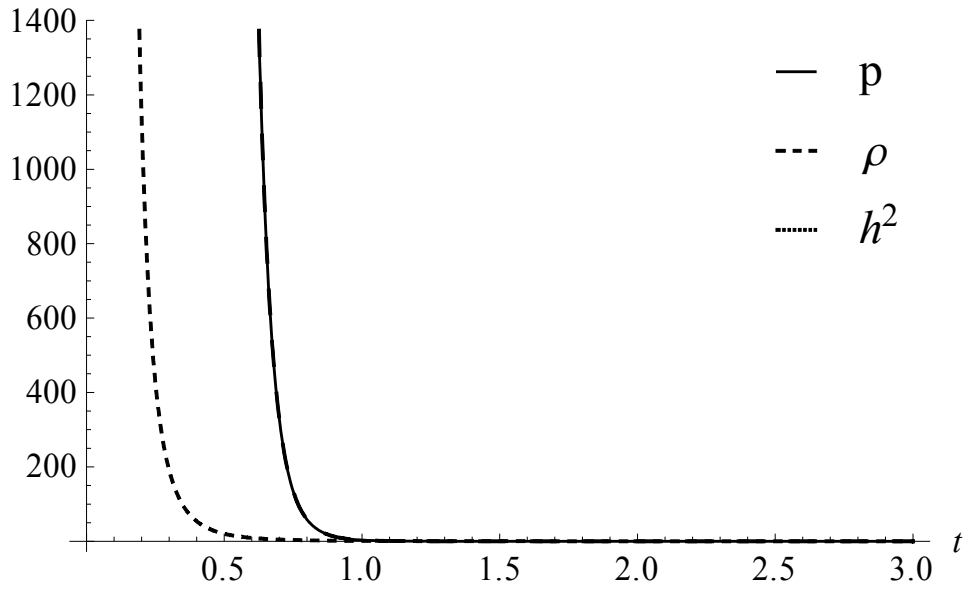
Bu durumda w 'nın farklı değerleri için kuark maddenin p , ρ ve h^2 değişkenleri aşağıdaki şekilde davranmaktadır. Şekil 6, şekil 7 ve şekil 8'de anizotropi parametresi $k_1 = 0.1$ alınarak (25), (26) ve (27) denklemlerinin w 'nın farklı değerlerine karşılık gelen grafikleri çizilmiştir.



Şekil 6. $w = 0$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği ($k_1 = 0,1$ için)



Şekil 7. $w = \frac{1}{3}$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği ($k_1 = 0,1$ için)



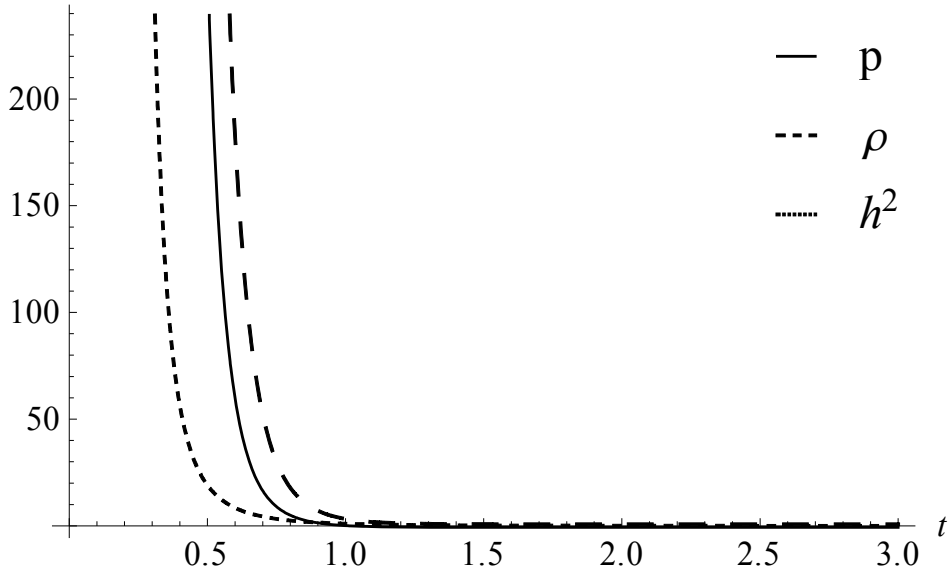
Şekil 8. $w = 1$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği ($k_1 = 0,1$ için)

Evrenin anizotropi parametresinin sabit olması durumunda çanta modeli kullanılarak elde edilen magnetize acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

$$ds^2 = \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2/k}} dr^2 + \frac{C_1^{2k} t^{2kn}}{C_2^{2k}} d\Omega^2 - \frac{(k^2 + k + 1)(3k^2 + 2k + 1)n^2 C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2kn-2n-2} dt^2}{(3k^2 + 2k + 1)C_2^2 t^{-2n} - 2(k^2 + k + 1)B C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2kn-2n} - (k^2 + k + 1)(3k^2 + 2k + 1)C_1^2 C_4 t^{\frac{-2n(k+1)(k+2)}{2k+1}}} \quad (103)$$

şeklindedir.

Şekil 9’da $k_1 = 0.2$ için çanta modeli kullanılarak elde edilen magnetize acayıp kuark maddenin basınç, yoğunluk ve magnetik alan grafiği verilmiştir.



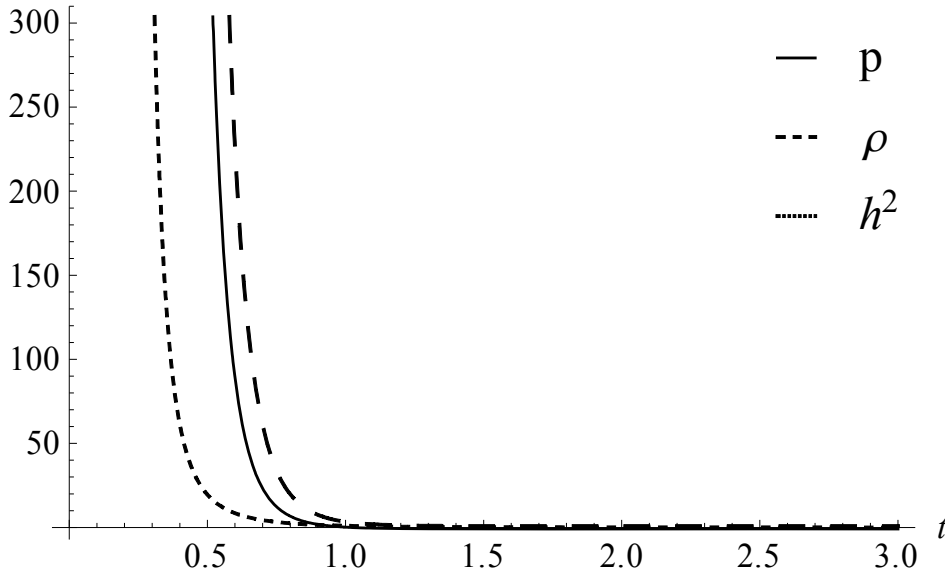
Şekil 9. (34), (35) ve (36) denklemlerinin grafiği ($k_1 = 0,2$ için)

Evrenin anizotropi parametresinin sabit olması durumunda lineer durum denklemini kullanılarak elde edilen magnetize acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

$$ds^2 = \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2/k}} dr^2 + \frac{C_1^{2k} t^{2kn}}{C_2^{2k}} d\Omega^2$$

$$- \frac{A_1 A_2 n^2 C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2kn-2n-2} dt^2}{A_1 A_2 C_1^2 C_5 t^{\frac{n(k+2)(k+1)(\varepsilon+1)}{(k-1)\varepsilon-3k-1}} - A_1 C_2^2 (\varepsilon+1) t^{-2n} + 2A_2 \varepsilon \rho_0 C_1^{2k} C_2^{2-2k} t^{2(k-1)n}} \quad (104)$$

şeklinde. Burada $A_1 = \varepsilon + 1 + k + 5k\varepsilon + 4k^2$ ve $A_2 = \varepsilon + 1 + 4k\varepsilon + k^2 + k^2\varepsilon$ şeklinde sabitlerdir.



Şekil 10. (41), (42) ve (43) denklemlerinin grafiği ($k_1 = 0,2$ için)

Şekil 10'da $k_1 = 0,2$ için lineer durum denklemi kullanılarak elde edilen magnetize acayıp kuark maddenin basınç, yoğunluk ve magnetik alan grafikleri verilmiştir.

Her üç durum denklemi ($p = w\rho$, $p = (\rho - 4B)/3$ ve $p = \varepsilon(\rho - \rho_0)$) kullanılarak elde edilen uzay – zaman geometrileri incelendiğinde (bkz. (102), (103) ve (104) denklemleri), farkın sadece dt^2 teriminin önündeki metrik potansiyelleri olduğu görülmektedir.

Şekil 6, şekil 7, şekil 8, şekil 9 ve şekil 10'dan görüleceği gibi, anizotropi parametresinin k_1 gibi sifıra çok yakın bir sabit alınması durumunda her üç durum denklemleri kullanılarak elde edilen magnetize kuark ve acayip kuark maddenin basıncı, enerji yoğunluğu ve magnetik alanı sadece t 'ye bağlıdır r 'ye bağlı değildir. Ayrıca t 'nin küçük değerleri için basınç, yoğunluk ve magnetik alanın çok büyük olduğu, t 'nin değeri arttıkça basınç, yoğunluk ve magnetik alanın azalarak sifıra yaklaştığı görülmektedir. Buradan da, kuarkların enerjilerini proton ve nötronlara aktararak, zaman ilerledikçe kuarkların birleşerek proton ve nötronları oluşturduklarını söyleyebiliriz.

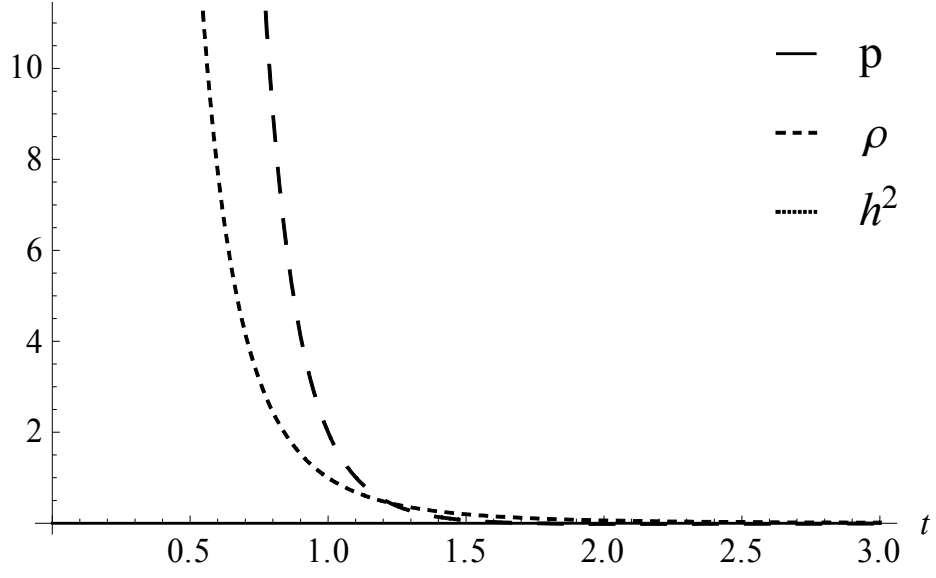
3.2. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetize Kuark ve Acayip Kuark Madde İçin Sonuçlar

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda magnetize kuark maddenin uzay – zaman geometrisi aşağıdaki şekildedir.

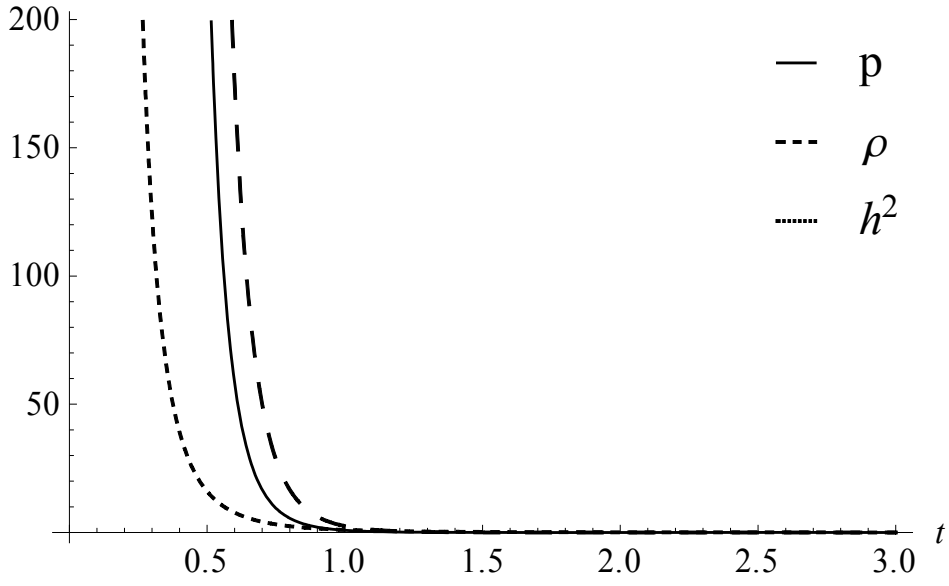
$$ds^2 = -\frac{2(3w+1)C_1^2 n^2}{(2(3w+1)C_1^2 C_6 t^{-3n(w+1)} - C_2^2 (w+1)t^{-2n})t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^2} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (105)$$

Burada $0 \leq w \leq 1$ bir sabittir.

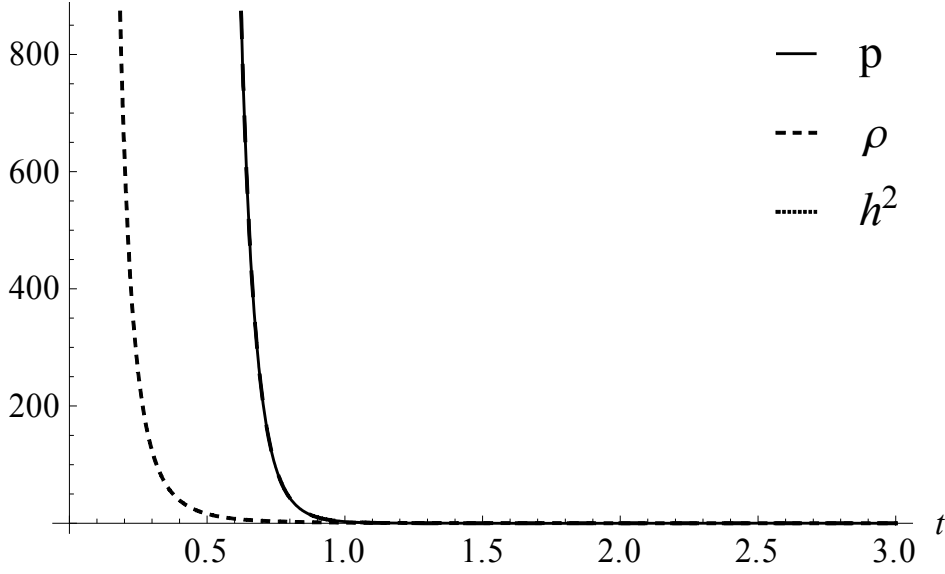
Şekil 11, şekil 12 ve şekil 13'de evrenin anizotropi parametresi sıfır alınarak sırasıyla $w = 0$, $w = 1/3$ ve $w = 1$ değerleri için ideal akışkan durumundaki kuark maddenin basıncının (bkz. (53) denklemi), yoğunluğunun (bkz. (54) denklemi) ve magnetik alanın (bkz. (55) denklemi) grafikleri verilmiştir.



Şekil 11. $w = 0$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği



Şekil 12. $w = \frac{1}{3}$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği



Şekil 13. $w = 1$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği

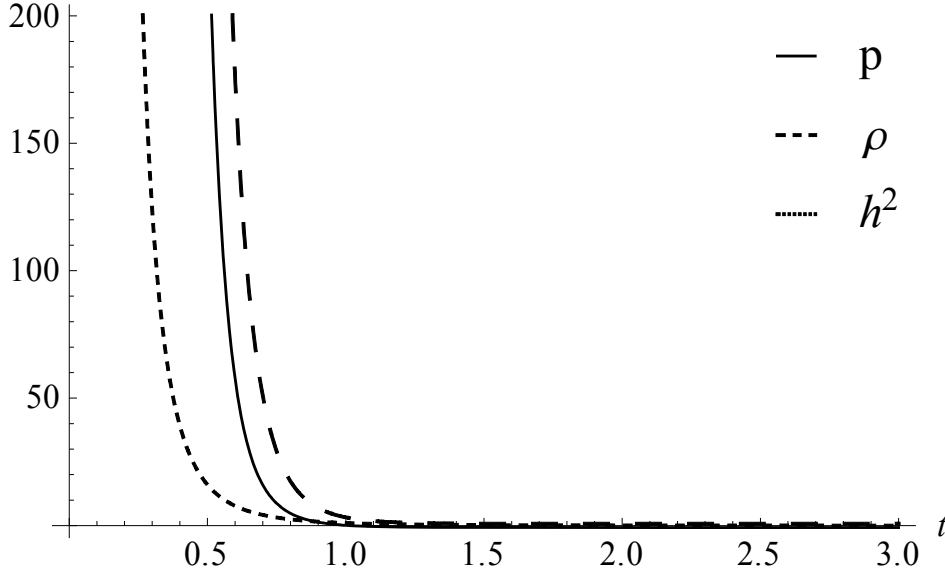
(15) denkleminde verilen anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda yani $k_1 = 0$ için (18) denkleminde $k = 1$ elde edilir. Bölüm 3.2’de $p = w\rho$ durum denklemini kullanarak elde edilen (25), (26), (27) ve (28) denklemlerinde $k = 1$ alınır ve sırasıyla anizotropi parametresinin sıfır olduğundaki (53), (54), (55) ve (56) denklemlerine indirgenir.

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda çanta modelindeki magnetize acayip kuark madde için uzay – zaman geometrisi

$$ds^2 = -\frac{3C_1^2 n^2}{(BC_1^2 - C_2^2 t^{-2n} + 3C_1^2 C_7 t^{-4n}) t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^2} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (106)$$

dir. Bu durumda, yıldızın yüzeyinde, $p \rightarrow 0$ için $\rho \rightarrow 4B$ olacaktır. $B = 57 \text{ MeV} / \text{fm}^3 \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$ için acayip kuark yıldızın enerji yoğunluğu $\rho \approx 4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ olur. Ayrıca $p \rightarrow 0$ için, yıldızın yüzeyinde magnetik basınç sıfırdan farklı ve çanta sabitine bağlı olur. Bu durum Witten (1984)’ın sonuçlarıyla uyum içindedir. $(2p_{mag} = h^2 = \frac{6C_7}{t^{4n}} - 6B)$

Şekil 14’de $k_1 = 0$ için çanta modeli kullanılarak elde edilen magnetize acayip kuark maddenin basınç, yoğunluk ve magnetik alan grafikleri verilmiştir. Şekil 14’de de şekil 9’a benzer bir sonuç ortaya çıkmıştır.

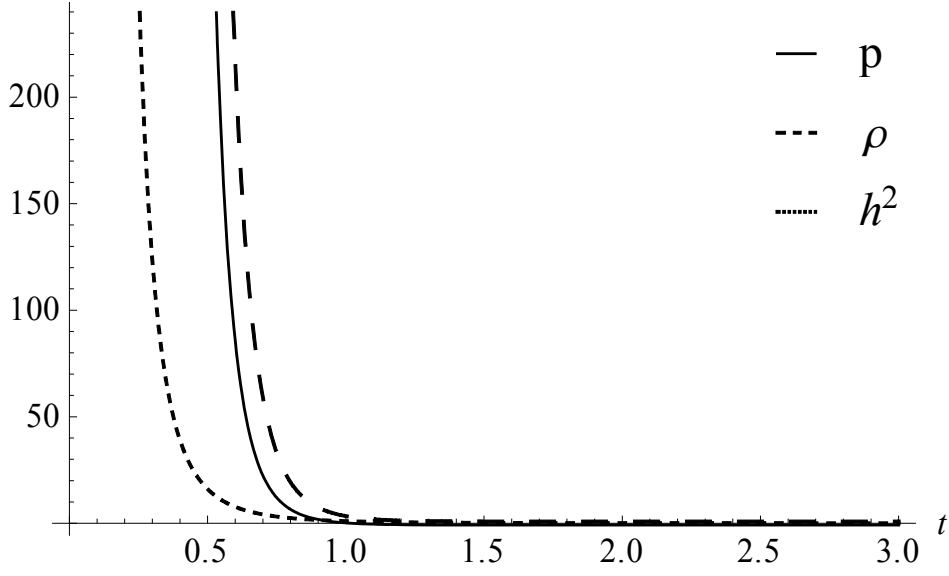


Şekil 14. (62), (64) ve (66) denklemlerinin grafiği

Lineer durum denklemi kullanılarak elde edilen magnetize acayip kuark madde için uzay – zaman geometrisi ise aşağıdaki şekilde bulunur.

$$ds^2 = - \frac{6(\varepsilon + 1)(1 + 3\varepsilon)C_1^2 n^2}{[2C_1^2 \rho_0 \varepsilon(1 + 3\varepsilon) - 3C_2^2 (\varepsilon + 1)^2 t^{-2n} + 6C_1^2 C_8 (\varepsilon + 1)(1 + 3\varepsilon) t^{-3n(\varepsilon+1)}] t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^2} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (107)$$

Şekil 15’de $k_1 = 0$ için lineer durum denklemi kullanılarak elde edilen magnetize acayip kuark maddenin basınç, yoğunluk ve magnetik alan grafikleri verilmiştir. Şekil 15’de de şekil 13’e benzer bir sonuç ortaya çıkmıştır.



Şekil 15. (71), (72) ve (73) denklemlerinin grafiği

Anizotropi parametresini sıfır alarak elde edilen çözümlerin her üç durumunda da, maddenin uzay – zaman geometrisindeki fark sadece dt^2 teriminin önündeki metrik potansiyellerindedir (bkz. (105), (106) ve (107) denklemleri).

Anizotropi parametresinin sıfır olması durumunda her üç durum denklemi kullanılarak elde edilen magnetize kuark ve acayıp kuark maddenin basıncı, enerji yoğunluğu ve magnetik alanının (bkz. şekil 11, şekil 12, şekil 13, şekil 14 ve şekil 15) t 'nin küçük değerleri için çok büyük olduğu, t 'nin değeri arttıkça basınç, yoğunluk ve magnetik alanın azalarak sıfıra doğru yaklaştığı görülmektedir.

Anizotropi parametresi sıfır alınarak elde edilen magnetize kuark ve acayıp kuark maddenin basıncı, yoğunluğu ve magnetik alanı sadece t 'ye bağlıdır r 'ye bağlı değildir(bkz. (53), (54), (55), (62), (64), (66), (71), (72) ve (73) denklemleri). Basınç, yoğunluk ve magnetik alanın r 'den bağımsız olması madde dağılımının homogen ve izotrop olduğunu göstermektedir. Bu da beklenen bir sonuçtur. Bu beklenen sonuç, çözümlerimizin tutarlı ve fiziksel olarak anlamlı olduğunu göstermektedir. Dahası, her üç durumda magnetik basınç ile kuark ve acayıp kuark maddenin basıncı

birebirinden bağımsız meydana gelmektedir. Çünkü $p \rightarrow 0$ için magnetik basınç sıfırdan farklı olmaktadır.

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda ($k=1$ alınması durumunda) çanta modeli ve lineer durum denklemi kullanılarak elde edilen magnetize acayıp kuark madde çözümlerinin hepsi bölüm 2.3’de elde ettiğimiz çözümlere indirgenir.

Ayrıca (61) denkleminde $m=0$ veya $m=2$ alınırsa $h^2=0$ olur. Yani bu durumda magnetik alansız çözümler elde edilir. (61) denkleminde $m=0$ veya $m=2$ alınırsa (59) ve (60) denklemleri sırasıyla (94) ve (95) denklemlerine indirgenir. Benzer durum lineer durum denklemi kullanılarak elde edilen çözümlerde de görülmektedir. Yani bölüm 2.3’de $m=0$ veya $m=2$ alınırsa bölüm 2.4’deki çözümler elde edilir.

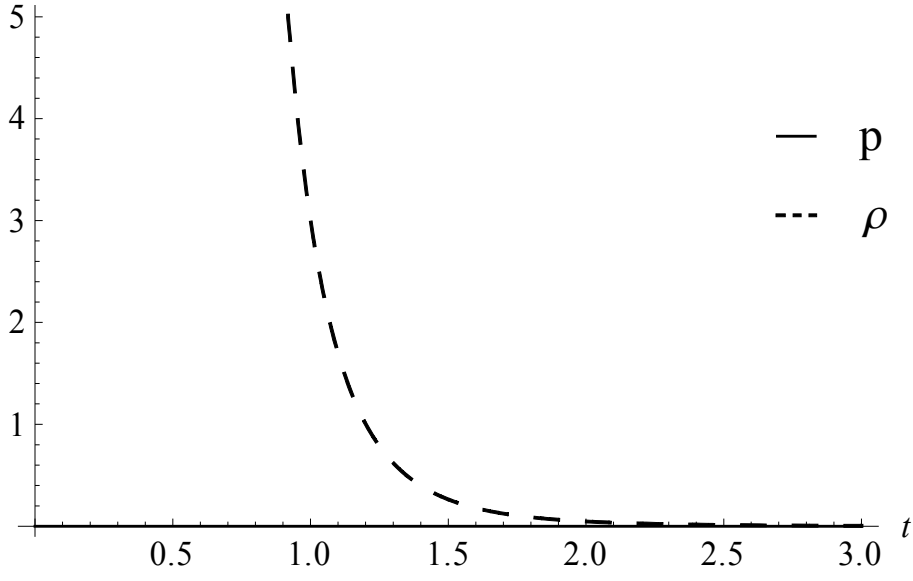
3.3. Anizotropi Parametresinin Sıfır Olması Durumunda Magnetik Alansız Kuark ve Acayıp Kuark Madde İçin Sonuçlar

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda magnetik alansız kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

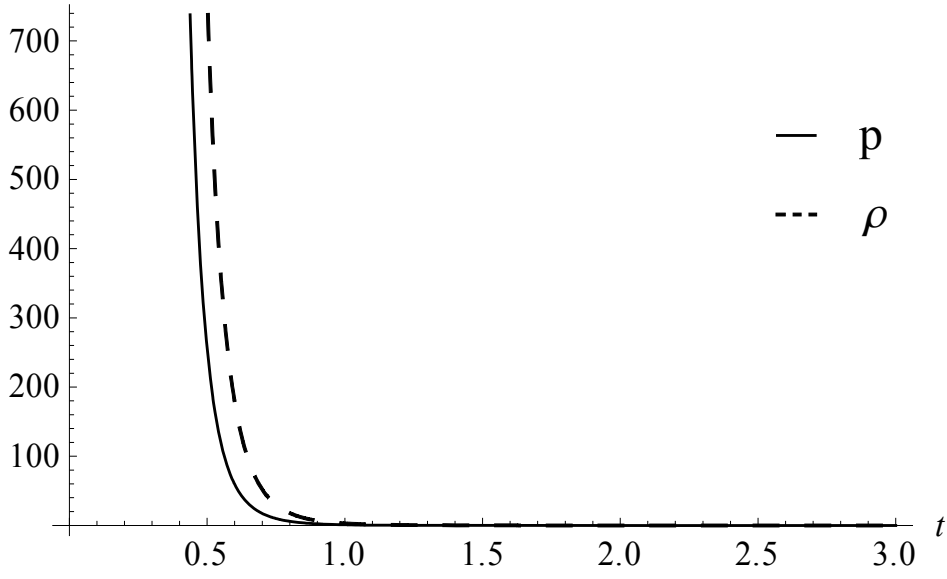
$$ds^2 = -C_9^2 n^2 t^{3n+3m-2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (108)$$

şeklindedir. Burada $m=0$ veya $m=2$ olmak üzere.

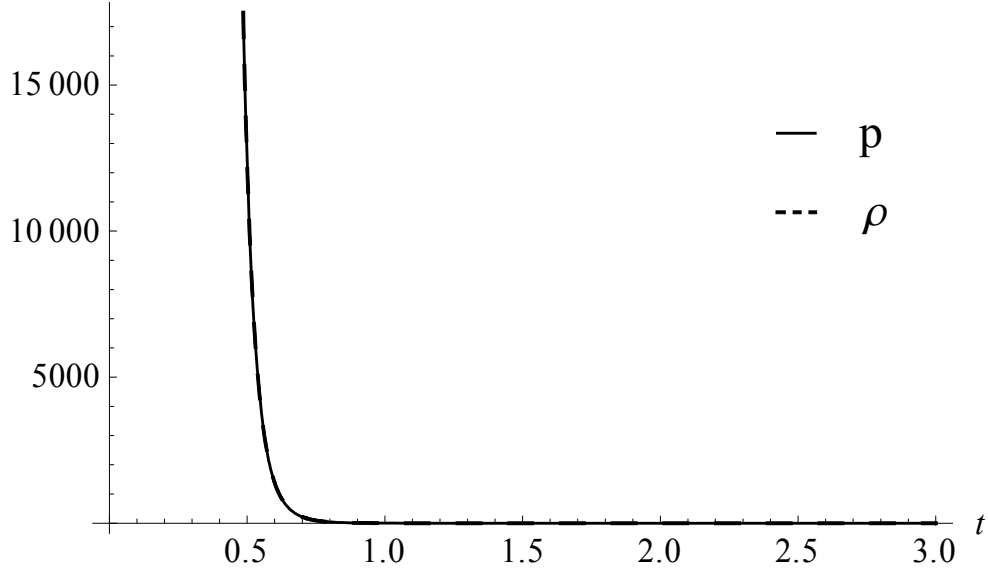
Ayrıca şekil 16, şekil 17 ve şekil 18’de w ’nın farklı değerleri için magnetik alansız kuark maddenin basınç ve yoğunluk grafikleri çizdirilmiştir.



Şekil 16. $w = 0$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği



Şekil 17. $w = \frac{1}{3}$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği



Şekil 18. $w = 1$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda magnetik alansız kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

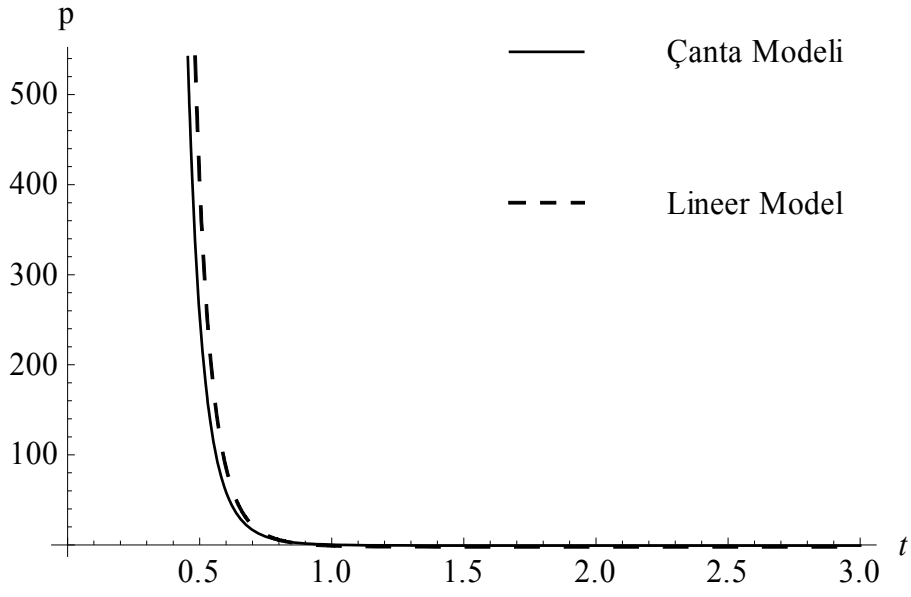
$$ds^2 = -\frac{3n^2}{(B + 3C_9 t^{-4n})t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (109)$$

dir. Burada $m = 0$ veya $m = 2$.

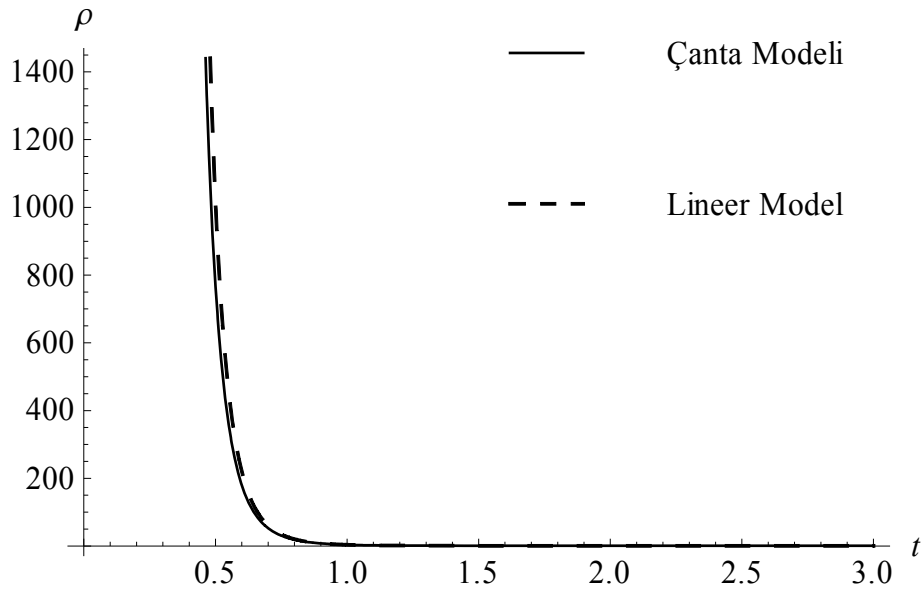
Lineer durum denklemi kullanılarak bulunan acayip kuark madde için uzay – zaman geometrisi ise aşağıdaki şekildedir.

$$ds^2 = -\frac{3(\varepsilon + 1)n^2}{[3(\varepsilon + 1)C_{10} t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0]t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left(dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (110)$$

Burada $m = 0$ veya $m = 2$.



Şekil 19. (94) ve (99) denklemlerinin grafiği



Şekil 20. (95) ve (100) denklemlerinin grafiği

Anizotropi parametresinin sıfır olması durumunda kuark ve acayip kuark madde çözümlerinde elde ettiğimiz her üç durumda da, maddenin uzay – zaman geometrisindeki fark sadece dt^2 teriminin önündeki metrik potansiyellerindedir (bkz. (108), (109) ve (110) denklemleri). Bu bölümde elde edilen çözümler bölüm 3.3’de $m = 0$ veya $m = 2$ alınarak elde edilir.

Bizim elde ettiğimiz çözümler analitik (exact) çözümler olduğu için, çözümlerimiz kullanılarak acayip kuark yıldızlar için nümerik sonuçlar elde edilebilir. Şekil 19 ve şekil 20’de çanta modeli ve lineer durum denklemleri durumunda elde edilen basınç ve yoğunluğun grafikleri verilmiştir. Grafiklerde de görüleceği gibi her iki durum denklemleri için basınç ve yoğunluk hemen hemen aynıdır. Evrenin ilk başlangıcında(t ’nin çok küçük değerleri için) basınç ve yoğunluğun çok büyük olduğu daha sonra da azaldığı görülmektedir. Buradan da evrenin ilk başlangıcındaki kuark maddenin daha sonraki zamanlarda proton ve nötron gibi temel parçacıkları oluşturduğu sonucunu çıkarabiliriz. Bu durum evrenin oluşumu ile ilgili en tutarlı teori olan Büyük Patlama (Big Bang) teorisiyle uyumaktadır.

Burada elde edilen çözümlerin tümü incelendiğinde $\frac{\sigma}{\theta}$ ’nın sabit olması ile sıfır olmasının büyük ölçekte herhangi bir etkisinin olmadığı görülmektedir. Belki kuantumsal ölçekte bir etkisi olabilir.

KAYNAKLAR

Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Amonett J., Anderson B.D., Arkhipkin D., Averichev G.S., Badyal S.K., Bai Y., Balewski J., Barannikova O., 2005. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 102 – 183

Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., Al-Jamel A., Alexander J., Amirikas R., Aoki K., Aphecetche L., Arai Y., Armendariz R., 2005. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 184 – 253

Akoğlu A., (2007), <http://www.biltek.tubitak.gov.tr/bilgipaket/evren/>

Alcock C., Farhi E. ve Olinto A., 1986. Strange stars. *Astrophysical Journal*, 310(1): 261 – 272

Alcock C. ve Olinto A., 1988. Exotic phases of hadronic matter and their astrophysical application. *Annual Review of Nuclear and Particle Sciences*, 38(38): 161 – 184

Alford M., 2001. Color-Superconducting Quark Matter. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 51: 131 – 160

Altın V., (2007), <http://www.biltek.tubitak.gov.tr/bilgipaket/madde/>

- Aubin C., Bernard C., Davies C. T., Detar C., Gottlieb Steven A., Gray A., Gregory E. B., Hein J., Heller U. M., Hetrick J. E., Lepage G. P., Mason Q., Osborn J., Shigemitsu J., Sugar R., Toussaint D., Trottier H. ve Wingate M., 2004. First determination of the strange and light quark masses from full lattice QCD. *Phys.Rev. D70*, 031504, hep-lat/0405022.
- Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., Barton D.S., Becker B., Betts R.R., Bickley A.A., Bindel R., Budzanowski A., Busza W., Carroll A., Chai Z., Decowski M.P., Garcia E., 2005. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 28 – 101
- Barrow J. D., Maartens R. ve Tsagas C. G., 2007. Cosmology with inhomogeneous magnetic fields. *Physics Reports*, 449(6): 131 – 171
- Bodmer A.R., 1971. Collapsed nuclei, *Phys. Rev. D4*, 1601 – 1606
- Brookhaven National Labrotory, RHIC Scientists Serve Up "Perfect" Liquid, 2005. http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=05-38
- Dey M., Bombaci I., Dey J., Ray S. ve Samanta B. C., 1998. Strange stars with realistic quark vector interaction and phenomenological density-dependent scalar potential. *Phys. Lett. B*, 438(1): 123 – 128
- Drake J. J., Marshall H. L., Dreizler S., Freeman P. E., Fruscione A., Juda M., Kashyap V., Nicastro F., Pease D. O., Wargelin B. J. ve Werner K., 2002. Is RX J1856.5-3754 a Quark Star? *The Astrophysical Journal*, 572(2): 996 – 1001
- E. Witten. 1984. Cosmic separation of phases. *Phys. Rev. D4*, 272

- Gondek – Rosińska D., Bulik T., Zdunik L., Gourgoulhon E., Ray S., Dey J. ve Dey M., 2000. Rapidly rotating compact strange stars. *Astronomy and Astrophysics*, 363: 1005 – 1012
- Gondek – Rosińska D., Haensel P., Zdunik J. L. ve Gourgoulhon E., 2000. Rapidly rotating strange stars. *Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond, ASP Conference Series, Vol. 202*, Proceedings of the 177th Colloquium of the IAU held in Bonn, Germany, 30 August - 3 September 1999. (San Francisco: ASP). Edited by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski, p. 661
- Gondek – Rosińska D., Gourgoulhon E. ve Haensel P., 2003. Are rotating strange quark stars good sources of gravitational waves? *Astronomy and Astrophysics*, 412: 777 – 790, astro-ph/0311128.
- Gondek – Rosińska D. ve Limousin F., 2008. The final phase of inspiral of strange quark star binaries. arXiv:0801.4829
- Haensel P., Zdunik J. L. ve Schaeffer R., 1986. Strange quark stars. *Astronomy and Astrophysics*, 160(1): 121 – 128
- Harko, T. ve Cheng, K. S., 2002. Maximum mass and radius of strange stars in the linear approximation of the EOS. *Astronomy and Astrophysics*, 385: 947 – 950
- Hoyng P., 2006, *Relativistic Astrophysics and Cosmology*, Springer
- Jaikumar P., 2007. Quark stars: features and findings. *The European Physical Journal C*, 49(1): 199 – 203
- Joshi Pankaj S., 2000. Gravitational collapse: The story so far. *Pramana*, 55(4): 529 – 544

- Kapusta J. I., 1989. Finite – temperature field theory. *Cambridge University Press*
- Komathiraj, K. ve Maharaj, S. D., 2007. Analytical Models for Quark Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 16(11): 1803 – 1811
- Liao J. ve Shuryak E., 2008. Magnetic Component of Quark-Gluon Plasma is also a Liquid!. arXiv:0804.0255
- Limousin F., Gondek-Rosińska D. ve Gourgoulhon E., 2008. Last orbits of binary strange quark stars. *Physical Review D*, 71(6): 064012
- Madsen J., 1999. Physics and Astrophysics of Strange Quark Matter. *Lecture Notes in Physics* ,516: 162.
- Mak M. ve Harko, T., 2002. An Exact Anisotropic Quark Star Model. *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, 2: 248 – 259
- Mak, M. K. ve Harko, T., 2003. Anisotropic stars in general relativity. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 459(2030): 393 – 408
- Mak M.K. ve Harko T., 2004. Quark Stars Admitting a One-Parameter Group of Conformal Motions. *International Journal of Modern Physics D*, 13(01): 149 – 156
- Nayak T. K., 2008. Quark-Gluon Plasma: Present and Future. arXiv:0804.1368
- Pradhan A., Khadekar G. S., Mishra M. K., Kumbhare S., 2007. Higher Dimensional Strange Quark Matter Coupled to the String Cloud with Electromagnetic Field Admitting One Parameter Group of Conformal Motion, *Chinese Physics Letters*, 24(10): 3013 – 3016.

- Rajagopal K. ve Wilczek F., 2001. Enforced Electrical Neutrality of the Color-Flavor Locked Phase. *Physical Review Letters*, 86(16): 3492 – 3495
- Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC), 2008. <http://www.bnl.gov/rhic/>
- Sharma R., Karmakar S. ve Mukherjee S., 2006. Maximum Mass of a Class of Cold Compact Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 15(3): 405 – 418
- Sharma, R. ve Maharaj, S. D, 2007. A class of relativistic stars with a linear equation of state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375(4): 1265 – 1268
- Shibata M., Liu Y. T., Shapiro S. L. ve Stephens B. C., 2006. Magnetorotational collapse of massive stellar cores to neutron stars: Simulations in full general relativity. *Physical Review D*, 74(10): 104026.
- Shuryak E. 2004. Why does the quark-gluon plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid? *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53(1): 273 – 303
- Tsagas C. G. ve Barrow J. D., 1997. A gauge-invariant analysis of magnetic fields in general – relativistic cosmology. *Classical Quantum Gravity*, 14(9): 2539 – 2562
- Tsagas C.G. ve Barrow J.D., 1998. Gauge – invariant magnetic perturbations in perfect-fluid cosmologies. *Classical Quantum Gravity*, 15(11): 3523 - 3544.
- Vilenkin A., Shellard E. P. S., 2000. *Cosmic Strings and Other Topological Defects*, Cambridge University Press
- Weber F., 1999. Quark matter in neutron stars. *J. Phys. G*, 25(9): R195 – R229

- Weber F., 2003. Quark matter in compact stars. *Nuclear Physics A*, 721: C1032 – C1035
- Weber F. , 2005. Strange quark matter and compact stars, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54(1): 193 – 288
- Weinberg, S., 1977. The First Three Minutes. *Bantam Books*
- Witten, E., 1984. Cosmic separation of phases. *Physical Review D*, 30(2): 272 – 285
- Xu R. X., 2003. Strange Quark Stars - A Review, High Energy Processes and Phenomena in Astrophysics. *Proceedings of the 214th Symposium of the International Astronomical Union held at Suzhou, China, 6-10 August, 2002*
- Xu R. X. 2005. Astrophysical Quark Matter. *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, 5(Supplement): 353 – 358
- Xu, R. X., 2006. Pulsars and Quark Stars. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6(S2), Proceedings of the 2005 Lake Hanas International Pulsar Symposium. Editors: N. Wang, R. N. Manchester, B. J. Rickett and A. Esamdin, 279 – 286
- Yavuz İ., Yılmaz İ. ve Baysal H., 2005. Strange Quark Matter Attached to the String Cloud in the Spherical Symmetric Space-Time Admitting Conformal Motion. *International Journal of Modern Physics D*, 14(08): 1365 – 1372
- Yılmaz İ, 1995. Sicim Kaynaklı Bazı Kozmolojik Modeller(Yüksek Lisans Tezi). Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir, TÜRKİYE

- Yılmaz İ. ve Baysal H., 2005. Rigidly Rotating Strange Quark Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 14(03-04): 697 – 705
- Yılmaz İ. ve Yavuz A. A., 2006. Higher-Dimensional Cosmological Models with Strange Quark Matter. *International Journal of Modern Physics D*, 15(04): 477 – 483
- Yılmaz İ., 2006. String cloud and domain walls with quark matter in 5-D Kaluza Klein cosmological model. *General Relativity and Gravitation*, 38(09): 1397 – 1406
- Yılmaz İ., Küçükarslan A. ve Özder S., 2007. The Behavior of the Strange Quark Matter in the FRW Universes. *International Journal of Modern Physics A*, 22(12): 2283 – 2291
- Yılmaz İ. ve Aktaş C., 2007. Space – Time Geometry of Quark and Strange Quark Matter. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7(6): 757 – 763

Tablolar

Sayfa

Tablo 1. Temel etkileşimlerin özellikleri	2
---	---

Şekiller

Sayfa

Şekil 1. Atomun iç yapısı	3
Şekil 2. Protonun iç yapısı ve protonun elektrik yükü	4
Şekil 3. Nötronun iç yapısı ve nötronun elektrik yükü.....	5
Şekil 4. İki altın iyonunun kafa kafaya çarpışma simülasyonu	7
Şekil 5. Kuark – gluon madde oluşum basamakları	8
Şekil 6. $w = 0$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği($k_1 = 0,1$ için).....	37
Şekil 7. $w = \frac{1}{3}$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği($k_1 = 0,1$ için).....	38
Şekil 8. $w = 1$ için (25), (26) ve (27) denklemlerinin grafiği($k_1 = 0,1$ için)	38
Şekil 9. (34), (35) ve (36) denklemlerinin grafiği($k_1 = 0,2$ için).....	39
Şekil 10. (41), (42) ve (43) denklemlerinin grafiği($k_1 = 0,2$ için).....	40
Şekil 11. $w = 0$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği.....	42
Şekil 12. $w = \frac{1}{3}$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği.....	42
Şekil 13. $w = 1$ için (53), (54) ve (55) denklemlerinin grafiği.....	43
Şekil 14. (62), (64) ve (66) denklemlerinin grafiği.....	44
Şekil 15. (71), (72) ve (73) denklemlerinin grafiği.....	45
Şekil 16. $w = 0$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği	47
Şekil 17. $w = \frac{1}{3}$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği	47
Şekil 18. $w = 1$ için (89) ve (90) denklemlerinin grafiği	48
Şekil 19. (94) ve (99) denklemlerinin grafiği	49
Şekil 20. (95) ve (100) denklemlerinin grafiği	49

Yaşam Öyküsü

13 Mayıs 1979 tarihinde Çanakkale’de doğmuştur. İlkokul eğitimini 1984 – 1989 yılları arasında Çanakkale’de İstiklal İlkokulu’nda, ortaokul eğitimini 1989 – 1992 yılları arasında Merkez Ortaokulu’nda, lise eğitimini ise 1992 – 1995 yılları arasında Çanakkale Lise’sinde tamamlamıştır. 1995 yılında kayıt yaptırdığı Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Matematik Bölümü’nden 1999 yılında bölüm birincisi, fakülte ikincisi ve üniversite üçüncüsü olarak başarıyla mezun olmuştur. 1999 yılında Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Matematik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimine başlamış, 2002’de “Sonlu Fark Metodunu Kullanarak Sismik Dalga Modellemesi” üzerine hazırladığı yüksek lisans teziyle mezun olmuştur. 03 Ocak 2000 tarihinden bu yana Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Matematik Bölümü’nde Araştırma Görevlisi Olarak görev yapmaktadır. Çalışma alanları matematiksel fizik, genel rölativite, kozmoloji, kuark madde, uygulamalı matematik, bilgisayar ve programcılık şeklinde sıralanabilir.