

Astrofizik Üzerine El Yazmalarım

Kasım 2025

Yazar: Emre SEZER

1 Yıldız

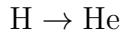
Ağırlıklı olarak H ve He'dan oluşan, ışık ve ısı yayan, kararlı plazmalardır. Çekirdeklerinde füzyon meydana gelir. Açıga çıkan enerji yıldızın yüzeyine ulaşır ve dış uzaya radyasyon ile yayılır. Yıldızın tayfi(spektrumu) ve parlaklıği ile kütlesi, yaşı, kimyasal bileşeni vb. özellikleri belirlenebilir. Birim olarak güneş kütlesi, güneş yarıçapı ve güneş parlaklıği kullanılır.

2 Yıldız Döngüsü

- **Doğum (Prototip Evre):** Nebulanın çökmesiyle oluşur.
- **Protostar:** Füzyon henüz başlamamıştır. Çekimsel ısınma olur.
- **Ana Kol:** Çekirdek sıcaklığı yaklaşık olarak

$$T \approx 10^7 \text{ K}$$

olur. Hidrojen füzyonu başlar:

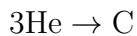


Yıldız dengedendir:

$$P_{\text{iq}} = F_{\text{kütleçekimi}}$$

Yıldız yaşamının yaklaşık %90'ı bu evrede geçer. Hidrojen tükenliğinde helyum birikir, çekirdek çöker ve dış katmanlar genişler. Yıldız kırmızı dev evresine geçer.

- **Kırmızı Dev:** Helyum füzyonu başlar:



Dış katmanlar genişlemiş ve soğumuştur. Yıldızın boyutu ve parlaklığı artar. Helyum tükenliğinde çekirdekte C ve O oluşur. Füzyon sona erer. Dış katmanlar uzaya atılır (Gezegenimsi Bulutsu). Geriye sadece çekirdek kalır (Beyaz Cüce).

Nebula → Protostar → Ana Kol → Kırmızı Dev → Beyaz Cüce

3 Beyaz Cüce

Güneşe göre düşük ve orta kütleli yıldızlar ($0.08 - 8 M_{\odot}$) oluşturur. Kütlesi $0.5 - 1.4 M_{\odot}$ aralığındadır. Yarıçapı $\approx 0.01 R_{\odot}$ mertebesindedir. Yoğunluğu $10^6 - 10^9 \text{ g/cm}^3$ aralığındadır. Yüzey sıcaklığı doğduğunda $\approx 10^5 \text{ K}$ olur ve zamanla soğur.

Reaksiyon yapmaz ve enerji üretmez. Çekirdeğinde çoğunlukla C ve O bulunur. Daha düşük kitlelerde He, daha yüksek kitlelerde O, Ne ve Mg bulunabilir. Elektron dejenere basıncı kütleçekimsel basınçla karşı koyar.

$10^9 - 10^{10}$ yıl sonra Siyah Cüceye dönüşürler. Siyah Cüce şu anda teoriktir çünkü bir Siyah Cüce oluşması için evrenin yaşı yetersizdir.

3.1 Beyaz Cüce'nin Soğuma Süreci

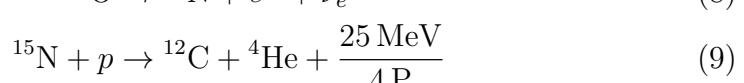
Beyaz Cüce enerji ürememektedir. Ana kol evresindeki enerjisini zamanla tüketir. Isı kapasitesi, yoğun ve küçük hacimli olduğu için düşüktür. Isı ve ışık yayaarak(radyasyon) enerji kaybeder. Stefan-Boltzman yasasına uygun davranış göstermektedir.

4 Hidrojen Füzyonu

4.1 Proton-Proton Döngüsü



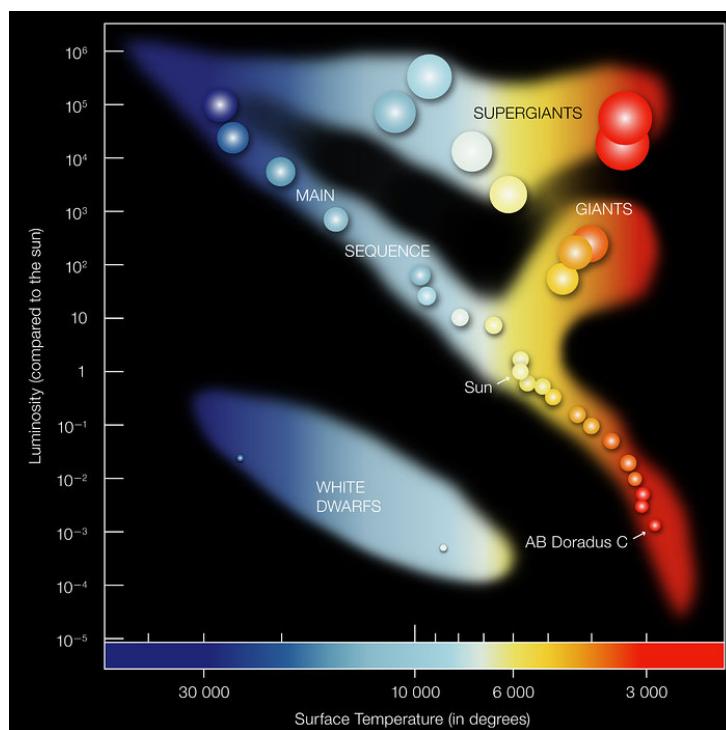
4.2 C-N-O Döngüsü



H \rightarrow He \rightarrow C \rightarrow O \rightarrow Ne \rightarrow Si \rightarrow Fe \rightarrow Süpernova

Süpernova = $1.4 M_{\odot}$
 Nötron Yıldızı = $1.4 - 3 M_{\odot}$
 Kara Delik $> 3 M_{\odot}$
 Beyaz Cüce = $0.08 - 8 M_{\odot}$

5 Hertzprung-Russell Diyagramı



Şekil 1: Hertzprung-Russell diyagramında, yıldızların sıcaklıklarını parlaklıklara göre çizilmiştir. Bir yıldızın diyagramdaki konumu, mevcut durumu ve kütlesi hakkında bilgi verir. Hidrojeni helyuma dönüştüren yıldızlar, ana dizi adı verilen dijagonal kolda yer alır. AB Doradus C gibi kırmızı cüceler serin ve sönükleşmiş köşede yer alır. AB Dor C'nin sıcaklığı yaklaşık 3.000 derecedir ve parlaklığı Güneş'in %0,2'si kadardır. Bir yıldız tüm hidrojenini tükettiğinde ana diziden ayrılır ve kütlesine bağlı olarak kırmızı dev veya süperdev olur (AB Doradus C çok az hidrojen yaktığı için ana diziden asla ayrılmaz). Güneş kütlesinde olup tüm yakitlarını yakmış yıldızlar sonunda bir beyaz cüceye dönüşür (sol alt köşe). Kaynak: ESO

6 Spektral Sınıflandırma

Yıldızların spektral sınıflandırması, yüzey sıcaklığına ve tayf çizgilerine göre yapılır. Sınıflar en sıcaktan soğuğa doğru aşağıdaki gibidir:

- **O Sınıfı:** Çok sıcak ($30\,000\text{--}50\,000\,\text{K}$), mavi renklidir. Tayflarında güçlü $He\,II$ ve zayıf H çizgileri görülür.
- **B Sınıfı:** Sıcaklığı $10\,000\text{--}30\,000\,\text{K}$ aralığındadır, mavi-beyaz görünür. $He\,I$ çizgileri belirgindir.
- **A Sınıfı:** $7\,500\text{--}10\,000\,\text{K}$ aralığında, beyaz renklidir. En güçlü *Balmer* (H) çizgileri bu sınıfta görülür.
- **F Sınıfı:** $6\,000\text{--}7\,500\,\text{K}$ arası, sarı-beyaz görünür. $Ca\,II\ H-K$ çizgileri belirginleşir.
- **G Sınıfı:** $5\,200\text{--}6\,000\,\text{K}$, sarı renkli yıldızlar (Güneş bu sınıfadır). Metal soğurma çizgileri ve $Ca\,II\ H-K$ çizgileri güçlündür.
- **K Sınıfı:** $3\,700\text{--}5\,200\,\text{K}$, turuncu renkte. Metal çizgileri ve moleküller bantlar belirginleşmeye başlar.
- **M Sınıfı:** $2\,400\text{--}3\,700\,\text{K}$, kırmızı renktedir. TiO (titanyum oksit) bantları karakteristiktir.

Sıcaklık sıralaması:

$$\mathbf{O} > \mathbf{B} > \mathbf{A} > \mathbf{F} > \mathbf{G} > \mathbf{K} > \mathbf{M}$$

Renk ve sıcaklık ilişkisi: sıcak yıldızlar mavi, soğuk yıldızlar kırmızı görünür. Her alt sınıf kendi içerisinde 0-9 sınıfına ayrılır.

6.1 Parlaklık (Luminosity) Sınıflandırması

Yıldızlar yalnızca sıcaklıklarına (spektral sınıf) göre değil, aynı zamanda parlaklıkları ve yarıçapları dikkate alınarak **Roma rakamları** ile sınıflandırılır:

- **I — Süperdev (Supergiant)**

Çok büyük yarıçaplı ve çok parlak yıldızlar. Genellikle evrimlerinin ileri aşamalarındadırlar. Alt sınıfları: Ia (çok parlak), Ib (daha sönüklük süperdev).

- **II — Parlak Dev (Bright Giant)**
Dev yıldızlardan daha parlak, süperdevlerden daha küçüktür. Evrimsel olarak kırmızı dev aşamasına yakın yıldızları içerir.
- **III — Dev (Giant)**
Hidrojen kabuk yanmasının sürdüğü, genişlemiş yarıçaplı yıldızlar. Kırmızı devlerin çoğu bu sınıfa girer.
- **IV — Alt Dev (Subgiant)**
Anakol aşamasından yeni çıkmış, genişlemeye başlamış yıldızlar.
- **V — Anakol Yıldızı (Main Sequence / Dwarf)**
Hidrojen füzyonunu çekirdeğinde sürdürden yıldızlar. Güneş **G2V** tipindedir.
- **VI — Süper Cüce (Subdwarf)**
Düşük metaliklige ve görece düşük parlaklığa sahip sıcak yıldızlar.
- **VII — Beyaz Cüce (White Dwarf)**
Nükleer füzyonun sona erdiği, yoğun ve küçük yıldız kalıntıları.

6.2 Kimyasal Özellik Sınıflandırması

- **e** : Tayfta *emisyon* çizgileri bulunduğu gösterir.
- **p** : Yıldızın tayfinin *olağandışı* (*peculiar*) olduğunu gösterir. Kimyasal veya manyetik anomali içerir.
- **n** : Spektral çizgiler *geniş ve bulanıktır* (rotasyon genişlemesi nedeniyle).
- **s** : Spektral çizgiler *keskin ve dardır* (düşük dönme hızına işaret eder).

7 Chandrasekhar Limiti

Beyaz cüceler, çökmeye çalışan kütleçekim kuvvetine karşı elektronların oluşturduğu *Dejenere Elektron Basinci* ile dengede kalırlar. Ancak elektronlar ışık hızına yaklaşan (relativistik) bir rejime sıkışıklarında bu basınç yerçekimini dengeleyemez hale gelir. Bu kritik kütleye **Chandrasekhar Limiti** denir ve bu değerin üzerinde beyaz cüce çöker. Yani kararlı bir Beyaz Cüce'nin sahip olabileceği en yüksek kütle sınırıdır.

$$P_{\text{deg}} \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}, \quad P_{\text{grav}} \propto \frac{GM^2}{R^4}$$

Denge koşulu:

$$P_{\text{deg}} = P_{\text{grav}}$$

Bu eşitliğin çözümü beyaz cücenin yarıçapının kütleyle ters orantılı olduğunu verir:

$$R \propto M^{-1/3}$$

Yani kütle arttıkça beyaz cüce küçülür ve yoğunlaşır. Kritik kütle ise:

$$M_{\text{Ch}} = \frac{5.83}{\mu_e^2} M_{\odot}$$

Karbon-Oksijen beyaz cüceleri için $\mu_e \approx 2$:

$$M_{\text{Ch}} \approx \frac{5.83}{(2)^2} M_{\odot} \approx 1.44 M_{\odot}$$

Sonuç: Bir beyaz cücenin kütlesi $\sim 1.44 M_{\odot}$ değerini aşarsa elektron yozlaşma basıncı çökmeyi durduramaz. Yıldız nötron yıldızına çöker veya Tip Ia süpernova gerçekleşir.

8 Dejenere Elektron Basıncı

Beyaz cüceler gibi düşük sıcaklık ve yüksek yoğunluğa sahip yıldız artıklarında, atomların dış kabuklarındaki elektronlar yoğunluk nedeniyle birbirine çok yaklaşır. Elektronlar *Pauli Dışarlama İlkesi* gereği aynı kuantum durumunu paylaşamazlar. Bu nedenle sistem sıkıştırıldıka elektronlar daha yüksek momentum seviyelerine geçmek zorunda kalır. Bu durum, sıcaklıktan bağımsız olarak ortaya çıkan ve yıldızın çökmeye karşı koymasını sağlayan bir basınçla yol açar. Bu basınç **dejenere elektron basıncı** denir.

Pauli İlkesi: $\psi_i \neq \psi_j$ (Aynı kuantum durumunda iki elektron bulunamaz.)

Elektronların yoğunluğa bağlı olarak Fermi momentumu artar. Fermi enerjisinin tanımı:

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m_e} \quad (\text{non-relativistik rejim})$$

Dejenere elektron basıncı non-relativistik yoğunluk rejiminde yaklaşık olarak:

$$P_{\text{deg}} \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}$$

Elektronların relativistik hızlara yaklaştığı yüksek yoğunluk durumunda ise güç bağı değişir:

$$P_{\text{deg}} \propto \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}$$

Burada:

ρ : yoğunluk, μ_e : bir elektron başına düşen baryon sayısı

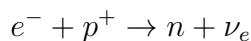
Beyaz cücelerde kütleçekim içeri doğru çökmeye çalışırken, dejenere elektron basıncı dışarı doğru itme sağlar. Denge koşulu:

$$P_{\text{deg}} = P_{\text{grav}}$$

Bu denge süրdüğü sürece beyaz cüce stabildir. Ancak kütle arttıkça elektronlar relativistik rejime geçer ve basıncın kütleçekimi dengelerme gücü azalır. Bu durum kritik kütle olan **Chandrasekhar Limiti** ile sınırlanır:

$$M_{\text{Ch}} \approx 1.44 M_{\odot}$$

Sonuç: Dejenere elektron basıncı, sıcaklığından bağımsız bir kuantum basıncıdır ve beyaz cücelerin kütleçekim çökmesine karşı koyan temel mekanizmadır. Bu basınç relativistik rejimde zayıfladığında yıldız çöker. Çöküş sırasında elektronlar protonlarla birleşerek nötron oluşturur:



Bu reaksiyon sonucunda çekirdekte yoğun nötronik madde ortaya çıkar ve yapı **nötron yıldızının** temelini oluşturur. Çökme devam ederken bu kez yıldızın iç kısmında, yüksek yoğunluk rejiminde etkili olan **nötron dejenere basıncı** ortaya çıkar. Bu basınç yerçekimine karşı koyarak çöküşü durdurur ve sistemi dengeye getirir.

Sonuç olarak, kütlesi Chandrasekhar limitinin üzerinde olan beyaz cüceler:

Beyaz Cüce \longrightarrow Nötron Yıldızı

dönüşümü geçirirler. Ancak bu denge yalnızca belirli bir üst kütle sınırına kadar sürdürülebilir. Nötron yıldızlarının denge sınırı **Tolman–Oppenheimer–Volkoff (TOV) Limiti** ile belirlenir ve yaklaşık olarak:

$$M_{\text{TOV}} \approx 2.1 - 2.3 M_{\odot}$$

şeklindedir. Bu sınırın üzerindeki kütlelerde nötron dejenere basıncı da yerçekimini dengeleyemez ve çökme **kara deliğe** doğru devam eder.

9 Yıldızlarda Kütle, Işınım ve Ömür İlişkisi

Bir yıldızın temel özellikleri büyük ölçüde kütlesi tarafından belirlenir. Kütle arttıkça çekim kuvveti ve çekirdekteki basınç artar. Bu durum nükleer füzyon hızını yükseltir ve yıldızın toplam ışınım gücünü (aydınlatma gücü) belirgin biçimde büyütür. Yıldızlardaki ışınım gücü ile kütle arasındaki yaklaşık ilişki:

$$L \propto M^{3.5}$$

Burada:

$$L : \text{yıldızın ışınım gücü (ışma şiddeti)}, \quad M : \text{yıldızın kütlesi}$$

Bu ifade, yıldızın kütlesi iki katına çıktığında ışınım gücünün yaklaşık $2^{3.5} \approx 11$ kat arttığını gösterir. Dolayısıyla daha kütleli yıldızlar çok daha parlak ve iç reaksiyonları çok daha hızlıdır.

Yıldızın ana kol (main-sequence) ömrü, toplam yakıt miktarının kütle ile, yakıt tüketim hızının ise ışınım gücü ile orantılı olması nedeniyle yaklaşık olarak:

$$\tau \propto \frac{M}{L}$$

Yukarıdaki kütle-ışınım ilişkisi kullanıldığında:

$$\tau \propto \frac{M}{M^{3.5}} = M^{-2.5}$$

Sonuç olarak kütle arttıkça ömür kısalır. Daha kütleli yıldızlar daha parlak olmalarına rağmen yakıtlarını çok hızlı tüketirler. Buna karşılık, düşük kütleli yıldızlar füzyonu çok yavaş sürdürürler ve evrende trilyonlarca yıl yaşayabilirler.

Özetle:

$$L \propto M^{3.5}, \quad \tau \propto M^{-2.5}$$

Yüksek kütle \rightarrow yüksek ışınım \rightarrow hızlı yakıt tüketimi \rightarrow kısa ömür.

Düşük kütle \rightarrow düşük ışınım \rightarrow yavaş yakıt tüketimi \rightarrow uzun ömür.

10 Yıldızlarda Enerji Taşıma Mekanizmaları

Yıldız iç yapısında enerji, çekirdekteki nükleer füzyon yoluyla üretilir ve yörüngeye doğru taşınarak uzaya yayılır. Bu enerji taşımımı temel olarak iki mekanizma ile gerçekleştir: **radyatif enerji taşıma** ve **konvektif enerji taşıma**. Hangi mekanizmanın baskın olduğu, yıldızın sıcaklık, yoğunluk ve *opasite* özelliklerine bağlıdır.

10.1 Radyatif Enerji Taşıma

Yüksek sıcaklık ve düşük opasitenin bulunduğu yıldız bölgelerinde enerji, ışının yoluyla taşınır. Bu süreçte fotonlar iç bölgelerden dış bölgelere doğru ilerlerken sürekli olarak *soğurulup yeniden yayılır*. Ortam tamamen saydam değildir; fotonlar birçok kez saçılır ve enerji taşımımı *radyatif difüzyon* şeklinde gerçekleştir.

Radyatif sıcaklık gradyanı yaklaşık olarak:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho L}{16\pi acT^3r^2}$$

Burada:

κ : opasite (soğurma katsayısı), ρ : yoğunluk, L : yarıçap r içindeki toplam ışima gücü

Bu mekanizma genellikle:

- Güneş'in radyatif bölgesinde (çekirdekten yaklaşık %70 yarıçapa kadar)
- Yüksek kütleli yıldızların dış katmanlarında

baskındır.

10.2 Konvektif Enerji Taşıma

Opasitenin yüksek olduğu veya sıcaklık gradyanının çok dik olduğu bölgelerde radyatif taşıma yetersiz hale gelir. Bu durumda enerji, **konveksiyon** yoluyla taşınır. Sıcak ve hafif plazma yükselsirken, soğuk ve ağır plazma aşağı çöker. Bu durum büyük ölçekli *dolasım hücreleri* oluşturur.

Konveksiyonun başlaması, radyatif sıcaklık gradyanı ile *adiyabatik* gradyanın karşılaştırılmasıyla belirlenir:

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}} \Rightarrow \text{Konveksiyon başlar}$$

Konveksiyon genellikle:

- Güneş ve benzeri orta kütleli yıldızların dış katmanlarında
 - Düşük kütleli yıldızların tamamına yakın hacminde
 - Yüksek kütleli yıldızların çekirdek bölgelerinde
- baskın enerji taşıma biçimidir.

10.3 Opasite ve Yıldız İçinde Görülen Opasite Türleri

Opasite (κ), plazmanın ışığı ne kadar güçlü soğurduğunu veya saçtığını belirten büyüklüktür. Radyatif taşıma için belirleyici parametredir; opasite arttıkça radyatif enerji taşımımı zorlaşıır ve konveksiyon eğilimi artar.

Yıldız iç yapısında görülen temel opasite türleri:

- **Thomson Saçılması Opasitesi:** Serbest elektronlar tarafından foton saçılması baskın olduğunda.
- **Bound-Bound Opasite:** Elektronların atomik enerji seviyeleri arasında geçiş yapmasıyla oluşur.
- **Bound-Free Opasite:** Fotonun bir atomdan elektronu koparması (fotoionizasyon).
- **Free-Free Opasite (Bremsstrahlung):** Serbest elektronların çekirdek yakınında ivmelenmesi sonucu foton soğurması veya yayması.

Opasite yüksek olduğunda:

Radyatif taşıma yavaşlar \Rightarrow Konveksiyon baskın hale gelir.

11 Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) Limiti

Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) limiti, bir nötron yıldızının kendi kütleçekimsel çökmesine karşı dayanabileceği **en büyük kütleyi** tanımlar. Bu limit, bir yıldızın çekirdeğinin artık nükleer füzyon yapamadığı ve tamamen *nötron dejenerasyonuna* bağlı olarak ayakta kaldığı durumlarda geçerlidir.

Einstein'in Genel Görelilik teorisine göre, kütleçekim kuvveti yalnızca kütleye değil aynı zamanda **enerji yoğunluğu ve basınç** da bağlıdır. Bu nedenle nötron yıldızlarının denge koşulu, klasik hidrostatik denge denklemi yerine **TOV denklemi** ile ifade edilir.

11.1 TOV Denklemi

Bir nötron yıldızının denge koşulu şu şekilde verilir:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G}{r^2} \left(\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right) \left(M(r) + 4\pi r^3 \frac{P(r)}{c^2} \right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{rc^2} \right)^{-1}, \quad (10)$$

burada:

- $P(r)$ — yarıçap r 'deki basınç,
- $\rho(r)$ — kütle yoğunluğu,
- $M(r)$ — yarıçap r içindeki toplam kütle,
- G — evrensel kütleçekim sabiti,
- c — ışık hızı.

Bu denklem, kütleçekimi ve dejenere nötron basıncının nasıl denge kurduğuunu ifade eder.

11.2 TOV Kütle Limiti

Nötron dejenere basıncı, nötronların Pauli Dışarlama İlkesi nedeniyle aynı kuantum durumunu paylaşamamasından kaynaklanan bir *kuantum basıncıdır*. Ancak kütle arttıkça kütleçekim kuvveti daha baskın hale gelir ve bir noktadan sonra bu basınç denge sağlayamaz.

Bu kritik kütle:

$$M_{\text{TOV}} \approx 2.0 - 3.0 M_{\odot} \quad (11)$$

aralığındadır (güncel nötron yıldızı denklemleri ve nükleer maddenin durumu belirsiz olduğundan tam değer kesin değildir).

11.3 TOV Limitinin Aşılması

- Eğer $M < M_{\text{TOV}}$ ise: Nötron yıldızı kararlı kalır.
- Eğer $M > M_{\text{TOV}}$ ise: Nötron dejenere basıncı artık kütleçekime karşı koyamaz ve yıldız **kütleçekimsel olarak çöker**.

Dolayısıyla TOV limiti, doğrudan bir yıldız kalıntısının kara delik olup olmayacağıını belirleyen kritik eşiktir.

12 Süpernova Patlamaları

Süpernova, yıldızların yaşamalarının son evrelerinde meydana gelen, çok büyük miktarda enerji açığa çıkan kozmik patlamalardır. Bu patlamalar bir yıldızın tüm ışınım gücünü bir anda milyonlarca katına çıkararak galaksiler arası ölçekte gözlenebilir hale getirir. Süpernovalar hem ağır elementlerin sentezlenmesinde hem de bu elementlerin galaktik ortama yayılmasında temel rol oynar.

Süpernovalar genel olarak iki ana kategori altında incelenir: **Tip I** ve **Tip II**. Bu sınıflandırmanın temel kriteri patlama sırasında tayf çizgilerinde **hidrojen (H)** çizgilerinin bulunup bulunmamasıdır.

12.1 Tip I Süpernova

Tip I süpernovaların tayfında **hidrojen çizgileri yoktur**. Genellikle bir beyaz cücenin kritik kütle sınırına (Chandrasekhar limitine) ulaşarak kararsız hale gelmesi ve termonükleer bir patlamaya dönüşmesi sonucu gerçekleşir.

12.1.1 Tip Ia

Tip Ia süpernovalar, bir **beyaz cücenin** ikili yıldız sisteminde, yoldaş yıldızdan madde çekerek kütlesinin $1.4M_{\odot}$ seviyesine ulaşmasıyla gerçekleşir. Bu durumda:

$$M > M_{\text{Chandrasekhar}} \Rightarrow \text{Termonükleer Patlama}$$

Bu patlama karbon ve oksijen füzyonunun kontrolden çıkışıyla tüm yıldızın yokmasına neden olur. Tip Ia süpernovalar standart mum (standard candle) olarak kozmolojik uzaklık ölçümlerinde kullanılır.

12.1.2 Tip Ib

Tip Ib süpernovaların tayfında hidrojen çizgisi bulunmaz ancak **helyum (He)** çizgileri vardır. Bu tip patlamalar, kütle kaybı yaşamış ya da yıldız rüzgarları tarafından dış zarfları soyulmuş **büyük kütleli yıldızların** çekirdek çökmesi sonucu oluşur.

12.1.3 Tip Ic

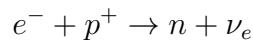
Tip Ic süpernovaların tayfında ne hidrojen ne de helyum çizgileri bulunur. Bu sınıf, yıldızın hem hidrojen hem de helyum zarflarını kaybetmiş olduğu çok daha şiddetli soyulmuş kütleli yıldızların çekirdek çökmesiyle ilişkilidir. Genellikle Wolf–Rayet yıldızları ile ilişkilendirilir.

12.2 Tip II Süpernova

Tip II süpernovaların tayfında **hidrojen çizgileri belirgindir**. Bu patlamalar, büyük kütleli bir yıldız ($M \gtrsim 8M_{\odot}$) yakıtının tükenmesiyle çekirdeğinin çökmeye uğraması sonucu gerçekleşir. Çekirdekte füzyon sona erdiğinde:

$$P_{\text{iq}} \not\geq P_{\text{gravitasyon}} \Rightarrow \text{Çekirdek Çökmesi}$$

Çökme sırasında elektronlar protonlarla birleşerek nötronlara dönüşür:



Sonuçta:

- Çekirdekte **nötron degenerasyon basıncı** oluşur.
- Dış katmanlar şok dalgasıyla uzaya saçılır.
- Geriye **nötron yıldızı** veya çok büyük kütleye ise **kara delik** kalır.

13 Nötron Yıldızları

Nötron yıldızları, büyük kütleli yıldızların (yaklaşık $8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 25M_{\odot}$) çekirdek çökmesi sonucu oluşan, son derece yoğun ve kompakt yapılardır. Süpernova patlaması ile dış katmanlar uzaya saçılırken çekirdek, protonların ve elektronların birleşerek nötron oluşturmasıyla nötronca zengin ve yoğun bir yapıya dönüşür. Nötron yıldızlarının tipik özellikleri:

$$R \approx 10 \text{ km}, \quad M \approx 1.4 - 2.5M_{\odot}, \quad \rho \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$$

Bu yoğunluk, bir çay kaşığı nötron yıldızı maddesinin milyonlarca ton kütleye denk gelmesi anlamına gelir. Nötron yıldızlarında denge, kütleçekim kuvvetine karşı **nötron dejenerasyon basıncı** ile sağlanır.

13.1 Pulsarlar

Pulsar, yüksek manyetik alan ($10^8 - 10^{15}$ Gauss) ve çok hızlı dönme periyodu sahip nötron yıldızıdır. Manyetik eksen ile dönme ekseni aynı doğrultuda olmadığından, yıldız döndükçe manyetik kutuplardan yayılan elektromanyetik ışınım, uzaktaki bir gözlemci için periyodik bir **radyo darbesi (pulse)** şeklinde algılanır.

- Pulsarların dönüş periyodu milisaniyeler ile saniyeler arasında değişir.

- Zaman içindeki dönme yavaşlaması, manyetik dipol ışiması ile açıklanır.

Pulsarın dönme periyodu:

$$P = \text{Dönme Periyodu}, \quad \dot{P} = \text{Periyottaki yavaşlama}$$

Pulsarın yaşı tahmini (spin-down age):

$$\tau \approx \frac{P}{2\dot{P}}$$

13.2 Akresyon Diski

Eğer nötron yıldızı bir **ikili yıldız sisteminde** yer alıyorsa ve yoldaş yıldızdan madde çekiyorsa, üzerine düşen madde açısal momentum nedeniyle doğrudan yüzeye çökemez. Bunun yerine nötron yıldızının etrafında bir **akresyon diskı** oluşur.

Bu diskte:

- Madde iç sürtünme nedeniyle ısınır,
- Termal radyasyon ve X-ışınları yayılır,
- Manyetik alan çizgileri, maddenin kutuplara yönelmesine neden olabilir.

Akresyon sonucu oluşan enerji ışiması:

$$L_{\text{akresyon}} \approx \frac{GM\dot{M}}{R}$$

Burada:

M : nötron yıldızı kütlesi, R : nötron yıldızı yarıçapı, \dot{M} : akresyon hızı

Akresyon süreçleri, nötron yıldızlarını **X-ışını ikilileri (X-ray binaries)** olarak gözle görünür hale getirir. Eğer akresyon nedeniyle açısal momentum artarsa, nötron yıldızı hızlanarak **milisaniye pulsarına** dönüşebilir.

14 Kara Delikler

Kara delikler, uzay-zamanda kütleçekimin o kadar yoğun olduğu bölgelerden oluşur ki ışık dahil hiçbir şey bu bölgeden kaçamaz. Kara delığın merkezinde, kütleçekimin teorik olarak sonsuz olduğu **tekillik (singularity)** bulunur. Kara delığın “geri dönüşü olmayan sınırina” **olay ufkı** adı verilir.

Kara delikler, Genel Görelilik kuramının çözümlerine göre kütle, dönme (açısal momentum) ve elektrik yüküne göre sınıflandırılır. Üç temel model şunlardır: **Schwarzschild**, **Kerr** ve **Reissner–Nordström** kara delikleridir.

14.1 Schwarzschild Kara Deliği (Dönmeyen ve Yüksüz)

Schwarzschild kara deliği, dönmeyen ($J = 0$) ve yüksüz ($Q = 0$) ideal kara delik çözümüdür. Böyle bir kara deliği olay ufkı yarıçapı, yani **Schwarzsc-hild yarıçapı**, şu şekilde verilir:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (12)$$

Burada:

R_s : Schwarzschild yarıçapı, G : kütleçekim sabiti, M : kara delik kütlesi, c : ışık hızı

Bu yarıçap, olay ufkunun fiziksel büyüklüğünü belirler ve M arttıkça doğrusal olarak artar.

14.2 Kerr Kara Deliği (Dönen Kara Delikler)

Gerçek astrofiziksel kara deliklerin çoğu açısal momentum taşırlar. Dönme etkili kara delikler **Kerr çözümü** ile tanımlanır. Dönme, tekilliği nokta halinden bir halka (ring singularity) şecline dönüştürür ve olay ufkunun yapısını değiştirir. Kerr kara delığında olay ufkı yarıçapı:

$$r_{\pm} = \frac{GM}{c^2} \pm \sqrt{\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 - a^2} \quad (13)$$

Burada:

$$a = \frac{J}{Mc} : \text{dönme parametresi}$$

- r_+ dış olay ufkı,
- r_- iç olay ufkı olarak adlandırılır.

Ayrıca Kerr kara deliklerinde olay ufkunun dışındaki bölgede **çekimsel sürükleme (frame dragging)** oluşur. Bu bölgeye **ergosfer** denir. Ergoda hiçbir cisim uzay-zamanın dönme yönüne karşı hareket edemez.

14.3 Reissner–Nordström Kara Deliği (Yüklü Kara Delikler)

Kara delik elektrik yükü taşıyorsa ($Q \neq 0$) dönme yoksa ($J = 0$), bu yapı **Reissner–Nordström** kara deliği olarak tanımlanır. Bu durumda olay ufkı iki adet olur:

$$r_{\pm} = \frac{GM}{c^2} \pm \sqrt{\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 - \frac{GQ^2}{4\pi\varepsilon_0 c^4}} \quad (14)$$

- r_+ dış olay ufkı,
- r_- iç olay ufkı.

Eğer:

$$\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 < \frac{GQ^2}{4\pi\varepsilon_0 c^4}$$

olursa olay ufkı kalmaz ve **çıplak tekillik** ortaya çıkar. Bu durum **kozmos sansür hipotezi** gereği fiziksel olarak gerçekleşmemesi gereken bir durum olarak değerlendirilir.

15 Çift Yıldız Sistemleri

Çift yıldızlar, kütleçekimsel olarak birbirine bağlı iki yıldızdan oluşan sistemlerdir. Bu yıldızlar ortak bir kütle merkezi etrafında dönerek dinamik ve evrimsel açıdan birbirlerini etkilerler. Evren'de yıldızların önemli bir kısmı tek değil, çift veya çoklu sistemler halinde bulunur. Çift yıldızlar hem yıldız evrimi hem de kütle kaybı / kazanımı süreçlerinin anlaşılmasında kritik rol oynar.

Çift yıldızlar, bileşen yıldızların birbirlerine olan uzaklıklarına ve aralarındaki kütle aktarımına göre iki ana kategoride incelenir:

15.1 Geniş Çift Yıldızlar (Wide Binaries)

Geniş çift yıldızlarda yıldızlar arasındaki uzaklık büyük olduğu için Roche lobları dolmaz ve **kütle aktarımı gerçekleşmez**. Her iki yıldız evrimini neredeyse tek yıldızmış gibi bağımsız sürdürür. Bu sistemlerde bileşenler birbirlerini yalnızca kütleçekimsel olarak etkiler.

15.2 Yakın Çift Yıldızlar (Close Binaries)

Yakın çift yıldızlarda bileşenler birbirine yeterince yakın olduğundan **Roche lobu taşması** meydana gelebilir. Bu durumda daha büyük ve gelişmiş olan yıldız, **kütle transferi** ile maddeyi diğer bileşene aktarır. Sistem içerisindeki evrim, tek yıldız evriminden önemli ölçüde farklılaşır.

15.3 Geniş ve Yakın Çift Yıldızların Evrimsel Sonuçları

Aşağıdaki tablo, çift yıldız türlerini ve bileşenlerin evrimsel sonuçlarını özetler:

1. Bileşen	2. Bileşen	Sistem Sonucu
Kırmızı Dev	Ana Kol Yıldızı	Geniş çift sistem; kütle aktarımı yok.
Kırmızı Dev	Ana Kol Yıldızı	Yakın çift sistem; Roche taşması ile kütle transferi.
Beyaz Cüce	Ana Kol Yıldızı	Akresyon \rightarrow Nova; M_{Ch} aşılırsa Tip Ia Süpernova.
Nötron Yıldızı	Ana Kol Yıldızı	X-işını ikilisi; akresyon diskı yüksek enerjili yayım üretir.
Nötron Yıldızı	Nötron Yıldızı	Birleşme \rightarrow Gravitasyonel dalga + Kilonova.
Kara Delik	Ana Kol Yıldızı	Mikrokuasar; jetler ve güclü akresyon diskı.
Kara Delik	Kara Delik	Gravitasyonel dalga ile birleşme olayı (GW sinyali).

Tablo 1: Çift yıldız bileşenlerine göre evrimsel sonuçlar.

15.4 Roche Potansiyeli ve Roche Lobu

Çift yıldız sistemlerinde, iki yıldız ortak bir kütle merkezi etrafında döner. Bu durumda sistemin dinamığını belirleyen kuvvetler yalnızca kütleçekimi değildir; aynı zamanda dönme hareketinden kaynaklanan merkezkaç etkisi de vardır. İki yıldız arasındaki etkileşim, **Roche potansiyeli** olarak adlandırılan etkin kütleçekim potansiyeli ile tanımlanır.

Roche potansiyeli, iki yıldızın kütleçekim alanını ve dönme çerçevesindeki merkezkaç kuvvetini birlikte ifade eder. İki kütle M_1 ve M_2 için dönme çerçevesindeki etkili potansiyel:

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}\omega^2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c|^2$$

Burada:

$$\omega = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}}$$

ikili sistemin açısal hızıdır, a yıldızlar arası uzaklıktır ve \mathbf{r}_c ortak kütle merkezidir.

Bu potansiyelin seviyelendirilmiş yüzeyleri (eş potansiyel yüzeyleri), sisteme deki madde akışının sınırlarını belirler. **Roche lobu**, her bir yıldızın kütleçekimsel olarak hâkim olduğu hacmi belirleyen kapalı eş potansiyel yüzeyidir.

Roche lobu = yıldızın kendine ait tutabileceği maksimum hacim.

Roche lobunun yaklaşık yarıçapı Eggleton formülü ile ifade edilir:

$$\frac{R_{L1}}{a} = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$$

Burada: - $q = \frac{M_1}{M_2}$ kütle oranı, - R_{L1} birinci yıldızın Roche lobu yarıçapı, - a yıldızlar arası uzaklığıdır.

L1 Noktası ve Madde Akışı

İki Roche lobu arasında, **Lagrange Noktası L1** adı verilen kararlı bir denge noktası bulunur. Eğer yıldızlardan biri evrimsel süreçte genişleyip **Roche lobu sınırını aşarsa**, dış katmanlar bu dar boğaz noktasından diğer yıldıza akar:

Roche Lobu Taşması → Kütle Transferi

Bu süreç:

- Yakın çift yıldız evrimini belirleyen ana mekanizmadır. - Sistem momentumunu, yörüngeSEL dönme oranlarını ve yıldızların parlaklıklarını değiştirir.
- Akış genellikle L1 etrafında bir **akresyon diskı** oluşturarak gerçekleşir (beyaz cüce, nötron yıldızi veya kara delik varsa).

Özet (Büyük Resim)

- Roche potansiyeli, kütleçekim + merkezkaç etkisini birlikte tanımlar.
- Her yıldızın maddeyi elinde tutabildiği hacim **Roche lobudur**.
- Yıldız genişleyip Roche lobunu aşarsa **kütle transferi başlar**.
- Kütle transferi, sistemin tüm evrimini kökten değiştirir.

15.5 Kütle Transferi Türleri

Yakın çift yıldızlarda kütle transferi, Roche lobu taşması veya yıldız rüzgarları yoluyla gerçekleşir. Kütle transferi sürecinin doğası, bileşen yıldızların evrimsel aşamalarına ve kütle oranına bağlıdır. Yaygın kütle transferi türleri aşağıda verilmiştir:

- **Roche Lobu Taşması (Roche Lobe Overflow, RLOF):** Bir yıldızın yarıçapı Roche lobu sınırını aşlığında, madde iç Lagrange noktası L_1 üzerinden diğer bileşene akar. Bu süreç yönlendirilmiş ve yüksek akılı bir aktarım mekanizmasıdır.
- **Yıldız Rüzgarı ile Kütle Aktarımı:** Geniş çift yıldız sistemlerinde büyük yarıçaplı yıldızlar güçlü yıldız rüzgarları yayar. Bu rüzgarın bir kısmı ikinci bileşen tarafından yakalanarak akresyon sağlar. Akresyon verimi düşük fakat kararlı olabilir.
- **Ortak Zarf Evrimi (Common Envelope, CE):** Kütle transferi dengeşiz hâle geldiğinde alıcı yıldız gelen maddeyi tutamaz ve iki yıldız ortak bir gaz zarfı içerisine gömülüür. Bu süreçte yörünge yarıçapı dramatik biçimde küçülür ve enerji açığa çıkar. CE fazı kompakt çift yıldızların ana oluşum mekanizmalarından biridir.

15.6 Kütle Transferi Kararlılığı

Kütle transferinin kararlı olup olmaması, yıldızın kütle kaybına tepkisine ve sistemdeki kütle oranına bağlıdır. Kararlılık analizi, donor yıldızın yarıçap tepkisi ile Roche lobunun yarıçap değişimini karşılaştırarak yapılır.

- Eğer donor yıldızın yarıçap değişimi Roche lobunun genişleme hızından **daha yavaş** ise:

$$\frac{d \ln R_{\text{donor}}}{d \ln M_{\text{donor}}} > \frac{d \ln R_L}{d \ln M_{\text{donor}}}$$

Kütle transferi kararlıdır. Sistem uzun süreli ve düzenli akresyon gösterir.

- Eğer donor yıldız kütle kaybederken **genişliyor** ve Roche lobu onu dar bir şekilde sınırlandırıyorsa:

$$\frac{d \ln R_{\text{donor}}}{d \ln M_{\text{donor}}} < \frac{d \ln R_L}{d \ln M_{\text{donor}}}$$

Kütle transferi kararsızdır. Bu durumda sistem hızlı kütle aktarım fazına girer ve çoğu zaman **ortak zarf evrimi (CE)** ile sonuçlanır.

15.6.1 Kütle Oranı Kriteri

Kütle transferi kararlılığı çoğunlukla kütle oranı ile karakterize edilir:

$$q = \frac{M_{\text{donor}}}{M_{\text{accretor}}}$$

- $q < q_{\text{kritik}}$ ise kütle transferi **kararlıdır**.
- $q > q_{\text{kritik}}$ ise kütle transferi **kararsızdır** ve CE fazına yol açabilir.

Kritik kütle oranı yıldızın iç yapısına göre değişir:

$$q_{\text{kritik}} \approx \begin{cases} 1.5 - 3.0, & \text{radyatif zarf yapılı donorlar} \\ 0.6 - 1.0, & \text{konvektif zarf yapılı donorlar} \end{cases}$$

16 Lagrange Noktaları ve Çift Yıldız Sistemlerindeki Önemi

Bir çift yıldız sistemi, birbirine kütleçekimsel olarak bağlı iki yıldızdan oluşur ve bu yıldızlar ortak kütle merkezi etrafında döner. Dönen referans çerçevesinde sistemin etkin potansiyeli, kütleçekimsel potansiyel ile merkezkaç potansiyelinin toplamı ile verilir. Bu etkin potansiyel, **Roche potansiyeli** olarak bilinir:

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}\omega^2 r_{\perp}^2 \quad (15)$$

Burada:

- M_1 ve M_2 : bileşen yıldızların kütleleri,
- ω : yörüngesel açısal hız,
- r_{\perp} : dönme ekseniye dik uzaklık.

Bu potansiyel içinde, net kuvvetin sıfır olduğu **beş adet denge noktası** bulunur. Bu bölgelere **Lagrange noktaları** denir.

16.0.1 L_1 Noktası (İç Lagrange Noktası)

L_1 noktası, iki yıldız arasında yer alır ve Roche lobları arasındaki **dar boğazı** oluşturur. Bir yıldız Roche lobunu doldurduğunda madde, bu noktadan diğer bileşene akar:

Kütle Transferinin Başlangıç Noktası: L_1

Dolayısıyla L_1 , çift yıldızların evriminde **kritik** bir rol oynar ve RLOF (Roche Lobe Overflow) mekanizmasının fiziksel temelidir.

16.0.2 L_2 Noktası

L_2 , daha büyük yıldızın arka tarafında yer alır. Eğer sistemde kütle transferi **kararsız** ise ve yıldızla birlikte gaz genişliyorsa, madde L_2 'den dışarı akabilir.

Bu durum **ortak zarf evriminin** (Common Envelope, CE) erken göstergelerinden biridir.

16.0.3 L_3 Noktası

L_3 , ikinci yıldızın karşı tarafında, sistemin kütle merkeziyle aynı doğrultuda bulunur. Bu nokta genellikle kararsızdır ve gazın büyük ölçekli kaybına yol açabilir.

- L_3 'ten madde kaybı gerçekleşirse, sistem **yörünge açısal momen-tumu kaybeder**.

16.0.4 L_4 ve L_5 Noktaları (Üçgen Noktaları)

Bu iki nokta, iki yıldızla birlikte eşkenar üçgen oluşturan konumlarda bulunur.

$$\angle L_4 M_1 M_2 = \angle L_5 M_1 M_2 = 60^\circ$$

Bu noktalar yalnızca:

$$\frac{M_1}{M_2} > 24.96 \quad \text{veya} \quad \frac{M_2}{M_1} > 24.96$$

olduğunda **kararlıdır**.

Eğer sistem kararlı ise:

- Bu bölgelerde **toz, plazma ve küçük cisimler birikebilir**.
- Yıldız çevresi **Lagrange toz halkaları** oluşturabilir.

16.1 Roche Lobu ve Lagrange Geometrisi

Her yıldız, Roche potansiyeli içinde kendisine ait olan kapalı bir potansiyel yüzeye sınırlanır. Bu yüzey **Roche lobu** olarak adlandırılır.

Yaklaşık Roche lobu yarıçapı Eggleton bağıntısı ile ifade edilir:

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (16)$$

Burada:

- R_L : Roche lobu etkin yarıçapı,
- a : yıldızlar arası yörünge yarıçapı,
- $q = M_{\text{donor}}/M_{\text{accretor}}$: kütle oranı.

Roche lobu taşması gerçekleştiğinde:

$$R_{\text{donor}} \geq R_L$$

madde L_1 üzerinden diğer yıldıza akar.

Bu mekanizma:

- Kütle transferini başlatır,
- Yıldız evrimini dramatik biçimde değiştirir,
- Tip Ia Süpernovaalar, X-ışını ikilileri ve karadelik birikim disklerinin temel oluşum yoludur.

17 İşin Türleri

Fizikte “işin” terimi, belirli bir ortamda taşınan enerji akısını ifade eder ve hem elektromanyetik dalgalar hem de parçacık akıları için kullanılır. Evrenin enerji taşımımı çoğulukla bu iki kategori üzerinden gerçekleştir. Elektromanyetik işinlar fotonlardan, parçacık işinları ise maddesel taneciklerden oluşur.

17.0.1 Elektromanyetik İşin Türleri

Elektromanyetik işinlar Maxwell denklemlerinin çözümleridir ve fotonlardan oluşurlar. Genel olarak foton enerjisi

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

şeklinde ifade edilir.

Semboller:

- E : foton enerjisi.
- h : Planck sabiti.
- ν : dalga frekansı.
- c : ışık hızı.
- λ : dalga boyu.

Elektromanyetik ışın türleri aşağıdaki dizilim ile sınıflandırılır:

- **Radyo Dalgaları:** $\lambda \sim 10^{-1} - 10^6$ m Düşük enerjili, iyonize edici olmayan ışınlardır. Manyetik alan ve plazma fiziğiyle ilişkilidir.
- **Mikrodalgalar:** $\lambda \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ m Kozmik mikrodalga artalanışı bu aralıktadır.
- **Kızılötesi (IR):** $\lambda \sim 10^{-6} - 10^{-3}$ m Termal radyasyonun büyük kısmını taşırlar.
- **Görünür Işık:** $\lambda \sim 380 - 750$ nm İnsan gözünün algıladığı bölge.
- **Morötesi (UV):** $\lambda \sim 10^{-9} - 380$ nm Enerjik geçişler içerir ve iyonize edici olabilir.
- **X Işınları:** $\lambda \sim 10^{-12} - 10^{-9}$ m Yüksek enerjili fotonlar; termal ve yüksek enerji süreçlerinde oluşur.
- **Gama Işınları:** $\lambda < 10^{-12}$ m Nükleer süreçler ve relativistik astrophizik olaylarında açığa çıkar.

17.0.2 Parçacık ışın Türleri

Parçacık ışınları maddesel taneciklerden oluşur ve çoğu durumda relativistik hızlarda hareket ederler. Bir parçacık ışınının kinetik enerjisi

$$E_k = (\gamma - 1)mc^2$$

ile verilir.

Semboller:

- E_k : parçacığın kinetik enerjisi.
- γ : Lorentz faktörü, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$.
- m : parçacık kütlesi.
- v : parçacık hızı.
- c : ışık hızı.

Parçacık ışınlarının başlıca türleri:

- **Alfa Işınları (α)**: İki proton ve iki nötrondan oluşan ağır çekirdek parçacıklarıdır. Düşük penetrasyon fakat yüksek ionizasyon gücüne sahiptir.
- **Beta Işınları (β^\pm)**: Elektron (β^-) veya pozitron (β^+) akılarıdır. Orta seviyede nüfuz edebilirler.
- **Proton Işınları**: Özellikle kozmik ışınların düşük enerjili bileşenlerini oluşturur.
- **Nötron Işınları**: Yük taşımadıkları için madde ile etkileşimleri çekirdeksel süreçler üzerinden gerçekleşir.
- **Kozmik Işınlar**: Protonlar, ağır çekirdekler ve relativistik elektronlardan oluşan yüksek enerjili parçacık ışınlarıdır.
- **Nötrino Işınları**: Etkileşim kesitleri çok küçüktür. Yalnızca zayıf etkileşim üzerinden madde ile etkilesirler.

17.0.3 Işın Türlerinin Karşılaştırılması

Işın türlerinin karakteristiklerini belirleyen temel büyüklik foton veya parçacık enerjisidir. Elektromanyetik ışınlar için

$$E = \frac{hc}{\lambda},$$

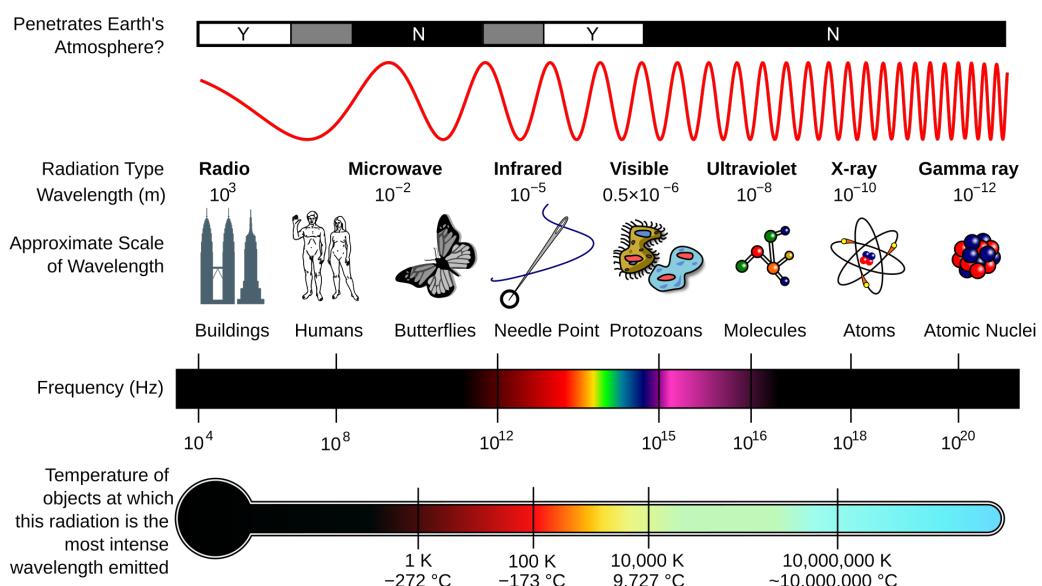
parçacık ışınları için ise relativistik ifade

$$E = \gamma mc^2$$

geçerlidir.

Semboller:

- γ : Lorentz faktörü.
- m : parçacık kütlesi.
- c : ışık hızı.
- λ : elektromanyetik dalga boyu.



Şekil 2: Endüktif yük, NASA - kendi kendine oluşturulmuş, NASA tarafından sağlanan bilgiler. NASA'nın EM Spectrum3-new.jpg dosyasından alınmıştır. Kelebek simgesi, P simge setinden alınmıştır. Dosya:P biology.svg İnsanlar, Pioneer plaketinden alınmıştır. Dosya:Human.svg Binalar, Petronas kuleleri ve Empire State binalarıdır. Her ikisi de Skyscrapercompare.svg dosyasından alınmıştır. Milton spektrumunun türünü, dalga boyunu (örneklerle), frekansını ve kara cisim emisyon sıcaklığını gösteren bir diyagramı. Bu dosyanın geliştirilmiş bir sürümüne verilen tepkiyi ölçmek için geçici dosya. NASA'nın bir görüntüüsü olan EM Spectrum3-new.jpg dosyasından uyarlanmıştır.

18 X Işınları

X işinleri, elektromanyetik tayfin yüksek enerjili ve kısa dalga boylu bölgесine karşılık gelen fotonlardır. Tipik olarak dalga boyları

$$\lambda \sim 10^{-12} - 10^{-9} \text{ m},$$

enerjileri ise

$$E = h\nu \sim 0.1 - 100 \text{ keV}$$

aralığındadır. Bu nedenle iyonize edici elektromanyetik radyasyon sınıfında yer alırlar.

Fiziksel Tanım

Elektromanyetik bir dalga olarak X işini, Maxwell denklemlerinin çözümüdür ve foton enerjisi Planck bağıntısıyla verilir:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

Semboller:

- E : foton enerjisi (joule veya elektronvolt).
- h : Planck sabiti, 6.626×10^{-34} J s.
- ν : frekans (Hz).
- c : ışık hızı, 3.00×10^8 m/s.
- λ : dalga boyu (metre).

Üretim Mekanizmaları

X işinlarının oluşum süreçleri yüksek enerji fiziği ve astrofizik açısından temel öneme sahiptir. Başlıca mekanizmalar:

- **Bremsstrahlung (Frenleme İşaması):** Hızlı elektronların iyonlar tarafından Coulomb alanında ivmeleştirilmesi sonucu sürekli X-ışını tayfi oluştur. Radyasyon gücü ortalama olarak

$$P \propto Z^2 n_i n_e T^{1/2}$$

ile ölçeklenir.

- **Çizgi Spektrumu (Atomik Geçişler):** İç kabuk elektronlarının uyarılması ve tekrar düşük enerji düzeyine inmesi ile karakteristik X ışını çizgileri (örneğin K_α , L_α) ortaya çıkar.
- **Senkrotron ve Ters Compton Süreçleri:** Relativistik elektronların manyetik alanlarda ivmelenmesi (senkrotron) veya düşük enerjili fotonların relativistik elektronlardan enerji kazanması (IC) X ışını tayfi üretebilir.

Astrofiziksel Kaynaklar

X ışınları çoğunlukla yüksek enerji astrofizik ortamlarında ortaya çıkar:

- Akresyon diskleri (beyaz cüce, nötron yıldızı, kara delik etrafında)
- Sıcak yıldız atmosferleri
- Galaksi kümelerindeki milyon kelvinlik gaz
- Süpernova kalıntıları
- Manyeto-dinamik ortamlar (pulsarlar, magnetarlar)

Bu ortamlarda sıcaklık tipik olarak şu aralıktadır:

$$kT \sim 0.1 - 10 \text{ keV},$$

dolayısıyla termal X ışını emisyonu baskındır.

Madde ile Etkileşim

X ışınlarının maddenin içinden geçiği üç ana süreçle belirlenir:

- **Fotoelektrik soğurma:** Düşük enerji X ışınlarında baskındır.
- **Compton saçılması:** Orta enerji aralığında belirleyicidir.
- **Çift oluşumu:** $E > 1.022 \text{ MeV}$ durumunda aktif hale gelir.

Bu süreçlerin toplam soğurma katsayısı

$$\mu(E) = \mu_{\text{ph}} + \mu_C + \mu_{\text{pair}}$$

şeklinde ifade edilir.

18.1 X İşını Kaynakları

X ışınları, yüksek enerji fiziksel süreçlerin ürünü olan elektromanyetik fotonlardır. Astrofizik bağlamında X işini kaynakları, genellikle yüksek sıcaklık, güçlü manyetik alan veya hızlı parçacık ivmelenmesinin bulunduğu ortamlarla ilişkilidir. Kaynaklar termal ve non-termal süreçlere göre sınıflandırılabilir.

18.1.1 Termal X İşını Kaynakları

Termal X ışınları, sıcak plazmanın sürekli radyasyonundan ortaya çıkar. Plazma sıcaklığı T ile enerji dağılımı Planck veya Maxwell-Boltzmann istatistiğine bağlıdır. Ortalama foton enerjisi yaklaşık olarak

$$E \sim kT$$

ile verilir.

Semboller:

- E : foton enerjisi.
- k : Boltzmann sabiti, 1.38×10^{-23} J/K.
- T : plazma sıcaklığı (Kelvin).

Başlıca termal X işini kaynakları:

- **Sıcak Yıldız Atmosferleri:** O ve B tipi yıldızların milyon Kelvin sıcaklıklarındaki korona ve üst atmosferleri X işini yayar.
- **Galaksi Kümelerindeki Sıcak Gaz:** Kümeler arası milyon Kelvin sıcaklığındaki iyonize gaz, sürekli X işini yayar.
- **Süpernova Kalıntıları (SNR):** Şoklanmış gazın yüksek sıcaklığı termal X işini üretir.

18.1.2 Non-Termal X İşını Kaynakları

Non-termal X ışınları, parçacık ivmelenmesi veya kuantum süreçlerinden ortaya çıkar. Enerji dağılımları genellikle güç yasasına uyar.

- **Senkrotron Işını:** Relativistik elektronlar manyetik alan içinde ivmelenir ve X işini üretebilir. Güç spektrumu:

$$P_\nu \propto N_e B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2}$$

Semboller:

- P_ν : frekansa bağlı yayılan güç.
- N_e : elektron yoğunluğu.
- B : manyetik alan şiddeti.
- p : elektron enerji spektrumu indeksi.
- ν : foton frekansı.

- **Ters Compton (Inverse Compton) Süreci:** Düşük enerjili fotonlar, relativistik elektronlarla çarpışarak yüksek enerjiye ulaşır:

$$E_\gamma \sim \gamma^2 E_{\text{ph}}$$

Semboller:

- E_γ : yükseltilmiş foton enerjisi.
- γ : elektron Lorentz faktörü.
- E_{ph} : düşük enerjili foton enerjisi.

18.1.3 Akresyon Diskleri ve Kompakt Nesneler

X ışınlarının en güçlü astrofizik kaynakları, kompakt nesneler etrafındaki akresyon diskleridir:

- **Beyaz Cüce Akresyon Diskleri:** Termal ve bazen non-termal X ışını üretir.
- **Nötron Yıldız ve Pulsar Sistemleri:** Yüzey sıcaklığı ve manyetik alan ivmelenmeleri X ışını yayar.
- **Kara Delik Akresyon Diskleri:** X ışını tayfi disk sıcaklığına ve relativistik etkilerle Doppler kaymasına bağlıdır.

18.1.4 Diğer Kaynaklar

- Magnetarlar ve yüksek manyetik alanlı pulsarlar.
- Kısa süreli patlamalar: Gamma-ray burst sonrası X ışını “afterglow”.
- Termal olmayan galaksi çekirdekleri (Active Galactic Nuclei, AGN) jet ve disk yapıları.

18.2 X Işını Astrofiziğinde Foton Yayınlığı

X ışını astrofiziğinde fotonların yayını, kaynakların fiziksel koşulları ve enerji dağılımlarına bağlıdır. X ışını fotonları hem termal hem de non-termal süreçlerden gelir ve spektral dağılımları farklı karakteristikler taşır.

18.2.1 Termal Yayım (Bremsstrahlung ve Siyah Cisim)

Sıcak plazma, elektronların iyonlarla etkileşimi sonucu sürekli X ışını yayar (frenleme ışını, Bremsstrahlung). Yüksek sıcaklığındaki plazmanın tayf yoğunluğu yaklaşık olarak

$$\epsilon_\nu \propto n_e n_i Z^2 T^{-1/2} e^{-h\nu/kT}$$

ile verilir.

Semboller:

- ϵ_ν : birim hacimde frekans başına yayılan enerji yoğunluğu.
- n_e : elektron yoğunluğu.
- n_i : iyon yoğunluğu.
- Z : iyon yük sayısı.
- T : plazma sıcaklığı (K).
- ν : foton frekansı.
- h : Planck sabiti.
- k : Boltzmann sabiti.

Termal plazmada enerji dağılımı Maxwell-Boltzmann istatistiğine uygundur. Ortalama foton enerjisi:

$$\langle E_\gamma \rangle \sim kT$$

18.2.2 Çizgi Yayım (Atomik ve Nükleer Geçişler)

İç kabuk elektronlarının uyarılması ve tekrar düşük enerji düzeyine dönmesi X ışını çizgileri üretir. Karakteristik X ışını çizgileri genellikle K ve L serisi olarak adlandırılır:

$$E_{K\alpha} = E_{2p} - E_{1s}$$

Semboller:

- $E_{K\alpha}$: K_α foton enerjisi.
- E_{2p} : ikinci kabuk enerji seviyesi.
- E_{1s} : birinci kabuk enerji seviyesi.

18.2.3 Non-Termal Yayınım (Senkrotron ve Inverse Compton)

Relativistik elektronlar manyetik alan içinde hareket ederken senkrotron X ışını yayabilir. Güç spektrumu:

$$P_\nu \propto N_e B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2}$$

Semboller:

- P_ν : frekansa bağlı yayılan enerji.
- N_e : elektron yoğunluğu.
- B : manyetik alan şiddeti.
- p : enerji spektrumu indeksi.
- ν : foton frekansı.

Düşük enerjili fotonların relativistik elektronlarla çarpışması sonucu ters Compton (Inverse Compton) yayınımı oluşur:

$$E_\gamma \sim \gamma^2 E_{\text{ph}}$$

Semboller:

- E_γ : yükseltilmiş foton enerjisi.
- γ : elektron Lorentz faktörü.
- E_{ph} : düşük enerjili foton enerjisi.

18.2.4 Akresyon Disklerinden X Işını Yayınımı

Kompakt nesnelerin (kara delik, nötron yıldızı) etrafındaki akresyon disklerinde sıcaklık $T(r)$, disk yarıçapına bağlı olarak değişir. Yayınım yüzey yoğunluğu:

$$F(r) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{r} \right)^{1/2} \right]$$

Semboller:

- $F(r)$: yüzey birimi başına enerji akısı.
- G : evrensel yerçekimi sabiti.
- M : kompakt nesne kütlesi.
- \dot{M} : kütle akış hızı.
- r : disk yarıçapı.
- R_* : kompakt nesne yarıçapı (nötron yıldızı veya kara delik iç sınır).

Bu dağılım, disk boyunca sıcaklığın değişimi ile farklı X ışını enerjilerini üretir. Diskin iç bölgeleri yüksek enerjili X ışınları üretirken dış bölgeler düşük enerjili fotonlar yayar.

19 Kara Cisim Işaması

Kara cisim, tüm elektromanyetik ışınımı absorbe eden ve dalga boyuna bağımlı olarak maksimum radyasyon yayan ideal bir cisim ifade eder. Astrofizikte yıldızlar ve sıcak plazma bölgeleri, yaklaşıklık kara cisim davranışını gösterir.

19.0.1 Planck Yasası

Bir kara cismin birim yüzey alanı ve birim frekans başına yaydığı enerji akısı yoğunluğu Planck yasası ile verilir:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Semboller:

- $B_\nu(T)$: birim yüzey alanı başına birim frekansta yayılan enerji ($\text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}$).
- h : Planck sabiti, 6.626×10^{-34} J.s.
- ν : frekans (Hz).
- c : ışık hızı, 3.0×10^8 m/s.
- k : Boltzmann sabiti, 1.38×10^{-23} J/K.
- T : cismin mutlak sıcaklığı (K).

19.0.2 Stefan-Boltzmann Yasası

Kara cismin toplam yayımladığı enerji yüzey birimi başına, sıcaklığın dör-düncü kuvvetiyle orantılıdır:

$$F = \sigma T^4$$

Semboller:

- F : birim yüzey alanından yayılan toplam enerji akısı (W/m^2).
- σ : Stefan-Boltzmann sabiti, $5.670 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.
- T : cismin mutlak sıcaklığı.

19.0.3 Wien Yasası

Kara cismin radyasyon yoğunluğu maksimuma ulaştığı dalga boyu, sıcaklığı ile ters orantılıdır:

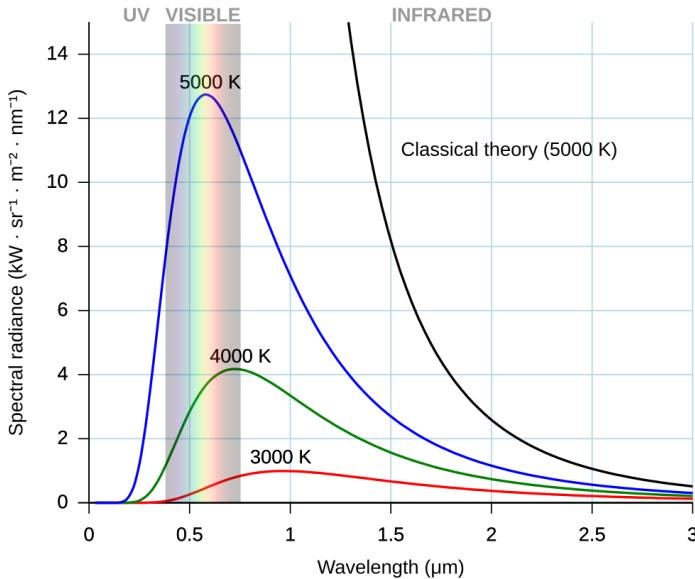
$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$$

Semboller:

- λ_{\max} : maksimum yayım dalga boyu (m).
- T : cismin sıcaklığı (K).
- b : Wien sabiti, $2.898 \times 10^{-3} \text{ m K}$.

19.0.4 Astrofizik Uygulamaları

- Yıldızların yüzey sıcaklıkları, radyasyon spektrumu kara cisim modeli ile tahmin edilir.
- X ışını kaynaklarının termal yayımı, yüksek sıcaklıklı plazma ile kara cisim yaklaşımı kullanılarak modellenir.
- Galaksi kümelerindeki sıcak iyonize gazın sürekli X ışını yayımı, yaklaşık kara cisim davranışları ile analiz edilebilir.



Şekil 3: Siyah bir cismin sıcaklığı azaldıkça, yayılan termal radyasyonun yoğunluğu azalır ve maksimum değeri daha uzun dalga boylarına doğru hareket eder. Karşılaştırma için klasik Rayleigh-Jeans yasası ve onun ultraviyole felaketini gösterilmiştir. Planck sonrası çeşitli sıcaklıklar için siyah cisim spektral ışma eğrileri ve klasik Rayleigh-Jeans teorisiyle karşılaştırma (cgs birimi cin-sinden). Darth Kule - Kendi Çalışması

20 Bremsstrahlung (Frenleme Işaması)

Bremsstrahlung, yüksek enerjili bir yüklü parçacığın (genellikle elektron) bir elektrik alan içinde ivmelenmesi veya yavaşlaması sonucunda ortaya çıkan sürekli tayflı elektromanyetik ışınımdır. Astrofizikte sıcak plazmalarda, yıldız atmosferlerinde, galaksi kümelerinde ve X ışını kaynaklarında temel yayının mekanizmalarından biridir.

20.0.1 Fiziksel Mekanizma

Yüklü bir parçacığın ivmeli hareketi, Maxwell denklemlerine göre elektromanyetik dalga yaymasına yol açar. Elektron bir iyonun (Z yüklü çekirdek) elektrik alanından geçerken yön değiştirir ve enerji kaybederek foton üretir:

$$e^- + Z \rightarrow e^- + Z + h\nu$$

Bu süreç, tek bir saçılımda sürekli enerji dağılımına sahip foton üretir. Yüksek sıcaklıklarda (örn. $T \gtrsim 10^6$ K) plazma, güçlü X ışını bremsstrahlung

yayınımı üretir.

20.0.2 Spektral Enerji Dağılımı

Termal bremsstrahlung yayınımının hacim başına spektral güç yoğunluğu:

$$\varepsilon_\nu = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{\text{ff}}$$

Semboller:

- ε_ν : birim hacim başına birim frekanstaki güç ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$).
- Z : iyonun yük sayısı.
- n_e : elektron yoğunluğu (cm^{-3}).
- n_i : iyon yoğunluğu (cm^{-3}).
- T : plazma sıcaklığı (K).
- h : Planck sabiti.
- ν : foton frekansı (Hz).
- k : Boltzmann sabiti.
- \bar{g}_{ff} : Gaunt faktörü (kuantum düzeltmesi, ~ 1).

20.0.3 Toplam Yayırım Gücü

Termal bremsstrahlung için tüm frekanslara entegre edilmiş toplam hacimsel güç:

$$\varepsilon = 1.4 \times 10^{-27} Z^2 n_e n_i T^{1/2}$$

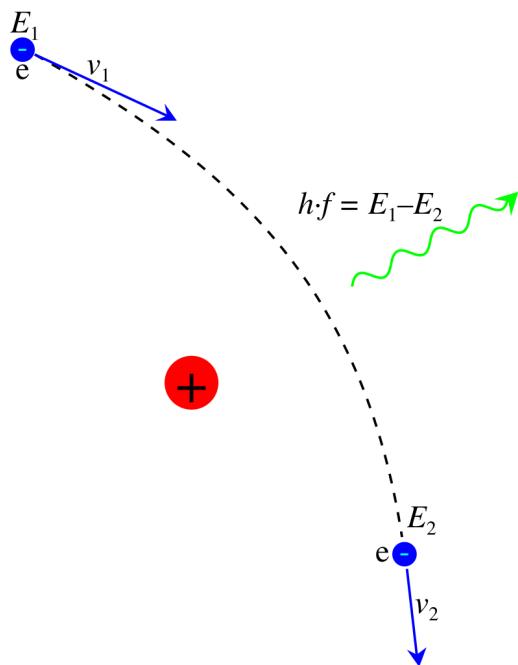
Bu ifade, sıcaklığın artmasıyla yayırım gücünün yükseldiğini ve yoğunluğun iki parçacık türünün çarpımıyla orantılı olduğunu gösterir.

20.0.4 Astrofiziksel Ortamlar

- $T \sim 10^6\text{--}10^8$ K sıcaklığındaki galaksi kümelerinin X ışını yayımını.
- Süpernova artıklarının sıcak plazmaları.
- Akresyon disklerinin iç kısımlarındaki iyonize gaz.
- Yıldız atmosferlerindeki yüksek sıcaklıklı bölgeler.

20.0.5 Temel Özellikler

- Sürekli tayf üretir.
- Yüksek sıcaklıkta baskın X ışını mekanizmasıdır.
- Güç yoğunluğu elektron–iyon çarpışmalarının sıklığına bağlıdır.
- Termal bremsstrahlung spektrumu $\exp(-h\nu/kT)$ ile belirlenen bir kesim frekansına sahiptir.



Şekil 4: Bremsstrahlung, atom çekirdeğinin elektrik alanında saptırılan yüksek enerjili bir elektron tarafından üretilir. Makine tarafından okunabilen yazar sağlanmadı. Journey234 varsayılmıştır (telif hakkı taleplerine dayanarak). - Kendi çalışması: Martin, Dylan (2005). X-Işını Algılama. Arizona Üniversitesi Optik Bilimler Merkezi. 2006-09-09 tarihinde orjinalinden arşivlendi. Erişim tarihi: 2008-12-05. Flynn, Chris (2001). 6.6.2 Serbest-Serbest veya Bremsstrahlung Saçılımı. Tuorla Gözlemevi. Erişim tarihi: 2008-12-05. Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung durch Abbremsung, Coulombfeld'deki Elektronlar ve Atom Çekirdekleri (Darstellung Şeması)

21 Synchrotron Radyasyonu

Synchrotron radyasyonu, relativistik hızlarda hareket eden elektronların bir manyetik alan içerisinde sarmal bir yörüngede ivmelenmesi sonucu ortaya çıkan sürekli tayflı elektromanyetik ışınımıdır. Bu mekanizma, yüksek enerjili astrofizik kaynaklarının en karakteristik ışınım süreçlerinden biridir.

21.1 Fiziksel Mekanizma

Bir elektron manyetik alan çizgilerine dik bir hız bileşeni ile hareket ettiğinde Lorentz kuvveti tarafından eğri bir yörüngeye zorlanır. Relativistik rejimde elektronun yanal ivmesi çok büyük olduğundan güçlü elektromanyetik ışınım yayılır.

Elektronun izlediği sarmal hareketin açısal frekansı:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c}$$

Semboller:

- e : elektron yükü.
- B : manyetik alan şiddeti.
- m_e : elektron kütlesi.
- c : ışık hızı.
- γ : Lorentz faktörü, $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$.

Synchrotron fotonları, elektronun manyetik alan etrafında dönme frekansının yüksek harmoniklerinden oluşur ve sürekli bir tayf üretir.

21.2 Kritik Frekans

Bir relativistik elektron için synchrotron yayınımının çoğulüğünün yoğunlaştığı karakteristik frekans:

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e c} \sin \alpha$$

Semboller:

- ν_c : kritik frekans.
- α : elektronun hız vektörü ile manyetik alan arasındaki perde açısı.

Bu ifade, ν_c 'nin γ^2 ile orantılı olduğunu gösterir; dolayısıyla en yüksek enerjili elektronlar en yüksek frekansta işinim üretir.

21.3 Spektral Güç

Tek bir elektronun kritik frekans civarındaki güç spektrumu:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$$

Semboller:

- $P(\nu)$: birim frekansta yayılan güç.
- $F(x)$: modifiye Bessel fonksiyonları ile tanımlanan synchrotron fonksiyonu.

Bir elektron dağılımı (örn. $N(E) \propto E^{-p}$) için toplam synchrotron spektrumu:

$$L_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$$

Bu ifade, synchrotron tayflarının tipik olarak **güç yasası** şeklinde olduğunu gösterir.

21.4 Polarizasyon

Synchrotron işinimi yüksek derecede çizgisel polarizasyona sahiptir. Tek bir elektron için maksimum polarizasyon oranı:

$$\Pi_{\max} = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}}$$

Astrofizik gözlemlerinde güçlü polarizasyon ölçümü, synchrotron mekanizmasının doğrudan kanıtıdır.

21.5 Astrofiziksel Ortamlar

- Süpernova kalıntılarının şok bölgeleri.
- Pulsar rüzgar bulutsuları.
- Aktif galaksi çekirdeklerinin (AGN) jetleri.
- Gamma ışını patlaması sonrası oluşan ileri şoklar.
- Galaktik manyetik alan içinde hızlanan kozmik ışın elektronları.

Synchrotron radyasyonu, manyetik alanların ve relativistik parçacık pülaşyonlarının doğrudan bir göstergesidir.

22 Comptonisation

Comptonisation, fotonların yüksek enerjili elektronlarla çoklu saçılmasının sonucunda ortalama enerjilerinin sistematik olarak artması ya da azalması sürecidir. Bu mekanizma özellikle X ışını ve gama ışını astrofizигinde, akresyon disklerinin korona bölgelerinde ve sıcak plazmalarda tayfin sertleşmesine yol açan temel süreçlerden biridir.

22.1 Temel Mekanizma

Bir fotonun bir elektron tarafından saçılması Klein–Nishina veya Thomson rejiminde gerçekleşir. Enerji kazanımı, elektronların termal veya non-termal enerji dağılımına bağlıdır.

Tek saçılma için ortalama enerji değişimi:

$$\Delta E \approx \frac{4kT_e - E}{m_e c^2} E$$

Semboller:

- E : saçılmadan önceki foton enerjisi.
- T_e : elektron sıcaklığı.
- k : Boltzmann sabiti.
- m_e : elektron kütlesi.
- c : ışık hızı.

$4kT_e > E$ ise fotonlar enerji kazanır ve süreç *inverse Comptonisation* olarak adlandırılır.

22.2 Compton y Parametresi

Comptonisation'ın gücünü belirleyen boyutsuz büyüklük:

$$y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2)$$

Semboller:

- y : Compton güç parametresi.
- T_e : elektron sıcaklığı.
- τ : elektronların optik derinliği.

$y \ll 1$ için Comptonisation zayıf olup fotonların enerjisi az değişir. $y \gtrsim 1$ için foton tayfi belirgin şekilde sertleşir.

22.3 Komphoton Tayfi ve Enerji Dağılımı

Çoklu saçılımlar altında foton tayfi yaklaşık olarak bir güç yasası formuna yaklaşır:

$$n(E) \propto E^{-\alpha}$$

Burada foton indeksinin Compton parametresi ile ilişkisi:

$$\alpha = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}}$$

Bu sonuç, yüksek y değerlerinin daha sert (daha düşük α) bir tayfa karşılık geldiğini gösterir.

22.4 Termal Comptonisation

Elektronların Maxwell–Boltzmann dağılımına sahip olduğu bir plazmada fotonlar:

$$E_{\text{out}} \approx E_{\text{in}} e^y$$

şeklinde ortalama bir enerji artışı yaşar.

Termal Comptonisation, X ışını ikili sistemlerinde korona adı verilen sıcak ($T_e \sim 10^8$ – 10^9 K) bölgelerde gözlenen tipik güç yasası tayfini üretir.

22.5 Non-termal Comptonisation

Elektron popülasyonu bir güç yasası dağılımı ile tanımlandığında:

$$N(E_e) \propto E_e^{-p}$$

ortaya çıkan inverse Compton tayfi:

$$L_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$$

şeklinde synchrotron mekanizmasına benzer bir güç yasası yapısı gösterir.

22.6 Astrofiziksel Ortamlar

- Kara delik ve nötron yıldızı akresyon disklerinin sıcak korona bölgeleri.
- AGN (aktif galaksi çekirdeği) korona ve jet yapıları.
- Mikro-kuasar jetleri.
- Kozmik mikrodalga arka planı ile yüksek enerjili elektronların etkileşimi.
- Pulsar rüzgar bulutsuları ve şok bölgeleri.

22.7 Ters Kompton Saçılması

Ters Kompton saçılması (inverse Compton scattering), yüksek enerjili elektronların düşük enerjili fotonlara çarpması sonucunda fotonların enerji kazanarak daha yüksek frekanslara (genellikle X-ışını veya gamma bölgesine) çıkmasıdır. Astrofizikte yüksek enerjili foton üretiminin temel mekanizmalarından biridir.

Bu süreç özellikle şu ortamlarda kritik öneme sahiptir:

- Aktif galaktik çekirdeklerin jetleri,
- Pulsar rüzgâr bulutsuları,
- Süpernova kalıntıları,
- Kozmik mikrodalga arka plan fotonlarının yüksek enerjili elektronlarla çarpışması (Sunyaev-Zel'dovich etkisi),
- X-ışını ikilileri (korona + disk etkileşimi).

Temel Fiziksel Mekanizma

Bir elektronun fotona enerji aktarımı aşağıdaki temel bağıntıyla ifade edilir:

$$E'_\gamma \approx \gamma^2 E_\gamma$$

Açıklamalar:

- E_γ : saçılmadan önceki foton enerjisi,
- E'_γ : saçılma sonrası foton enerjisi,
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$: elektronun Lorentz faktörü,
- $\beta = v/c$: elektron hızının ışık hızına oranı.

Bu bağıntı ters Kompton sürecinin temel karakterini açıklar: fotonun enerjisi, elektronun Lorentz faktörünün karesi ile çarpılarak büyür. Dolayısıyla relativistik elektron popülasyonları bu mekanizmada belirleyici olur.

Klein–Nishina Rejimi ve Thomson Rejimi

Ters Kompton saçılması iki rejimde incelenir:

- **Thomson Rejimi:**

$$E_\gamma \ll m_e c^2$$

Foton elektronla etkileşirken enerjisi elektronun dinlenim enerjisinden çok küçüktür. Çapraz kesit klasik Thomson çapraz kesiti ile verilir:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

Burada r_e elektronun klasik yarıçapıdır.

- **Klein–Nishina Rejimi:**

$$E_\gamma \sim m_e c^2$$

Foton enerjisi elektronun dinlenim enerjisine yaklaşır, relativistik düzeltmeler gerekir. Klein–Nishina saçılma çapraz kesiti kullanılır.

Spektral Özellikler

Elektron enerjileri bir güç kanunu dağılımı izliyorsa:

$$N(E_e) \propto E_e^{-p}$$

Ters Kompton yayınınının spektrumu da yaklaşık bir güç kanunu alır:

$$L_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$$

Bu, synchrotron radyasyonu ile aynı elektron popülasyonunun üretmesi durumunda iki spektrum arasında doğrudan ilişki kurulabileceği anlamına gelir.

Astrofizikte Kullanım Alanları

- Jetlerdeki yüksek enerjili elektronların düşük enerjili disk fotonlarını X-ışınlarına yükseltmesi,
- Kozmik mikrodalga arka plan fotonlarının kümeler tarafından enerji-lendirilmesi (SZ etkisi),
- Pulsar rüzgar bulutsalarında elektron-popülasyon tanımlaması,
- Disk-korona modellerinde X-ışını spektrumunun yüksek enerjili kuyruğunu açıklama.

Enerji Kazancı

Enerji aktarımının maksimum olduğu durum:

$$E'_{\gamma,\max} \approx \frac{4}{3}\gamma^2 E_\gamma$$

Bu bağıntı, elektronun relativistik doğasının foton enerjisi üzerinde nasıl dramatik bir etki yarattığını gösterir.

“tex