

# Işınım Süreçleri

1. Işınımın maddeyle etkileşimi: Fotoelektrik soğurma (pha) ve yıldızlararası ortam (ISM); Thomson ve Compton saçılması; çift üretimi; sinkrotron kendini-soğurması; Ters Compton saçılması

# Soğurma Süreçleri

Foton salma süreçlerine bir de soğurma süreçleri karşılık gelir.

Burada X-ışın süreçlerini ele alacağız.

## Salma Süreçleri

Rekombinasyon

Ters Compton

$e^-/e^+$  yok olması

Sinkrotron salması

## Soğurma Süreçleri

Fotoiyonizasyon

elektron saçılması

$e^-/e^+$  çift oluşumu

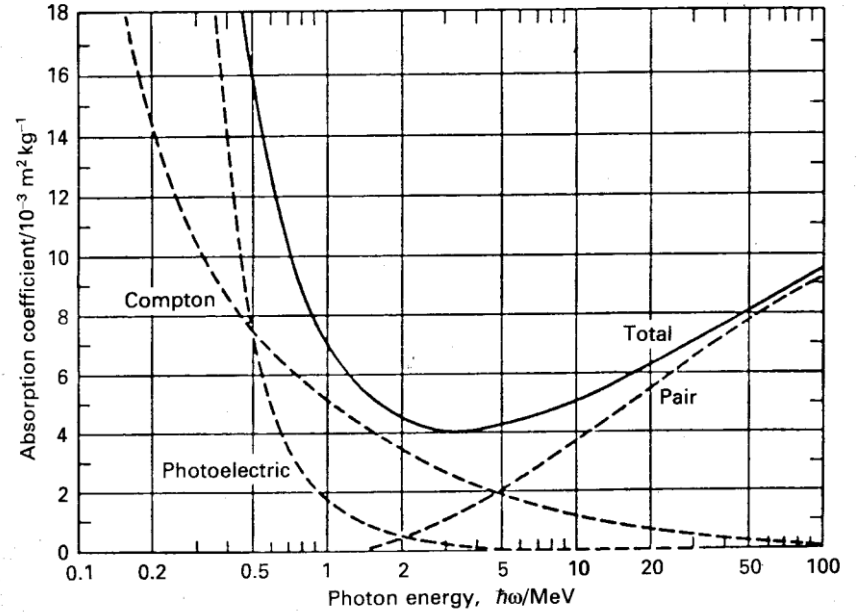
Sinkrotron kendini soğurması

# Foton Soğurması En Kesitleri

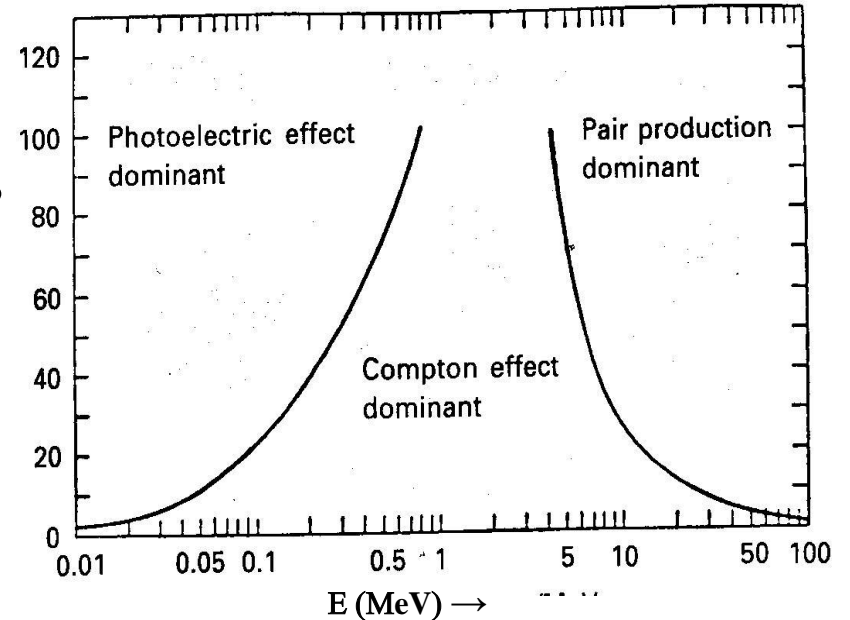
• 3 farklı süreç için foton soğurma katsayıları enerjiye göre çizilmiş:

- PHA
- Compton etkisi
- Çift üretimi

• Ortamdaki soğuru kurşun.  $Z$ 'nin artışı ile doğru orantılı olarak eğriler yukarı kayar.



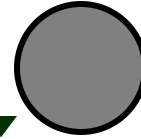
• PHA, düşük enerjilerde baskın iken, çift oluşumu yüksek enerjilerde ( $E > 2m_0c^2$ ) baskındır. Compton saçılması ise orta enerjilerde baskın olur.



# Fotoiyonizasyon

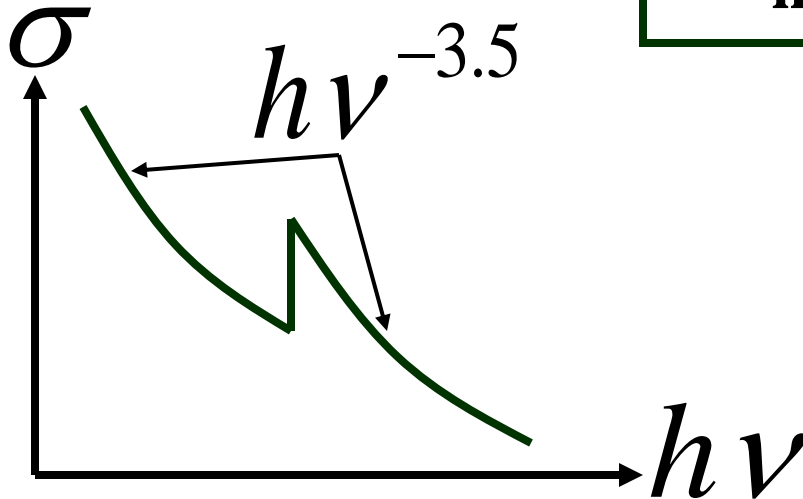
Atom fotonu soğurur

$$\hbar\omega$$



$$(\hbar\omega - E_I)$$

atom, iyon veya  
molekül



En kesitini ( $\sigma$ ),  
iyonizasyona ait  
soğurma kenarları  
belirler.

# Fotoelektrik soğurma (pha) en kesiti

$E_\nu > E_I$  ve  $h\nu \ll m_e c^2$  için pha en kesiti şöyle verilir:

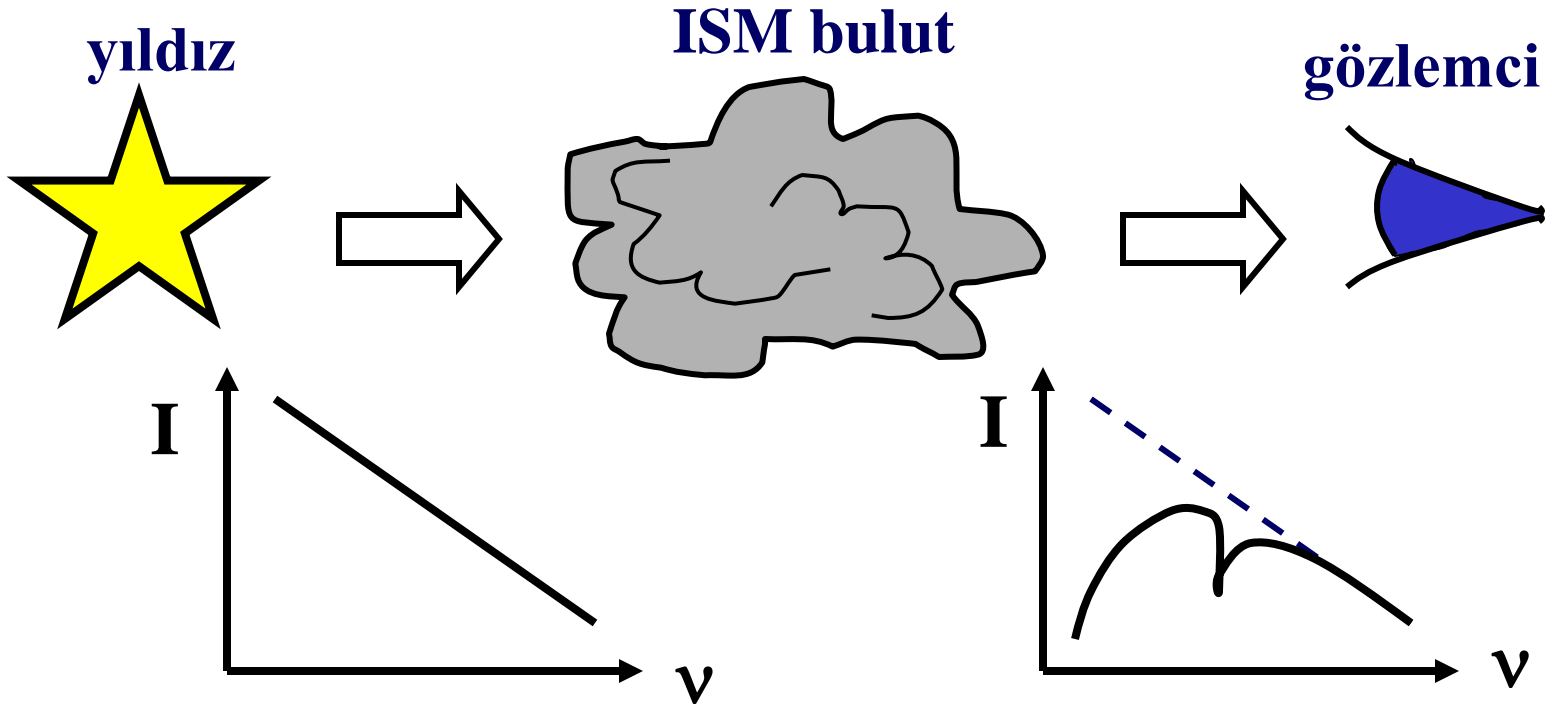
$$\sigma_K = 4\sqrt{2} \sigma_T \alpha^4 Z^5 (m_0 c^2 / \nu)^{7/2}$$

burada  $E_I$  iyonizasyon potansiyeli,  $\alpha$  ince yapı sabiti ve  $\sigma_T$  Thomson en-kesiti'dir.

**$Z^5$  ve  $\nu^{-7/2}$  bağımlılığına dikkat ediniz!**

# pha için örnek:

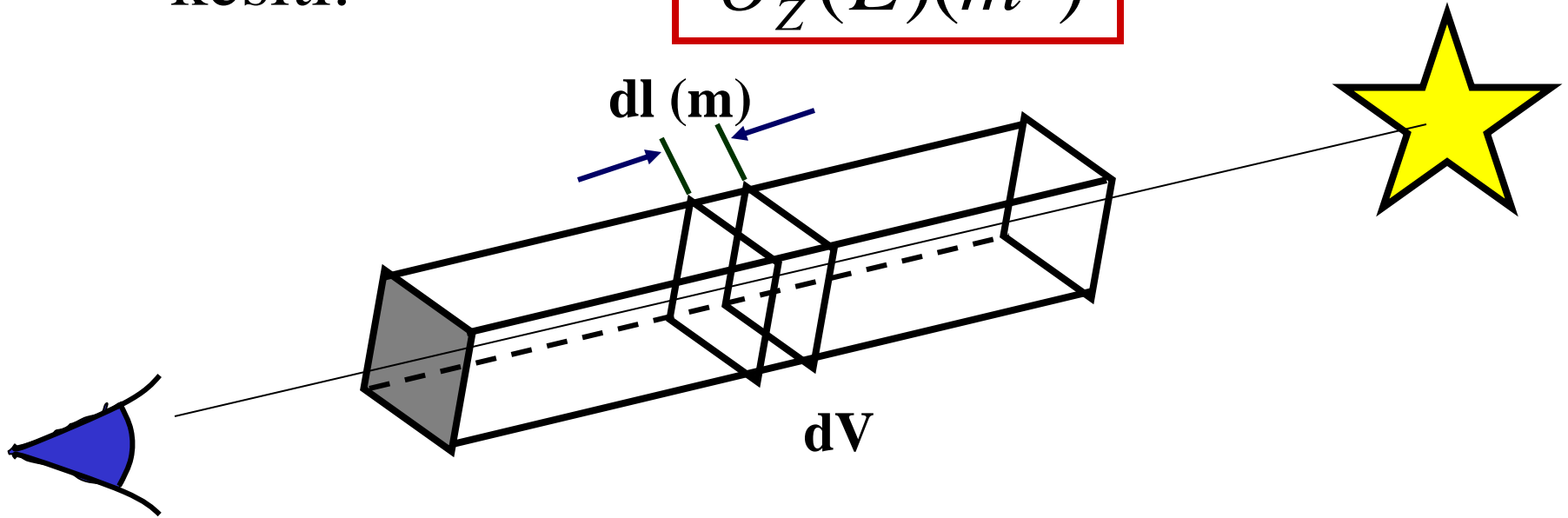
Bir yıldızdan yayılan yumuşak X-ışınları pha olayına maruz kalır:



# Fotonların ne kadarı etkilenir?

Doğrusal birim uzunluk  $dl$  (metre) olsun  
 $n_Z$  ( $m^{-3}$ ) Z elementinin sayı yoğunluğu olsun.  
Z elementinin E enerjisinde oluşturduğu en-  
kesiti:

$$\sigma_Z(E)(m^2)$$





Z elementiyile bloklanmış olan  $dV$  hacim elemanı:

$$n_Z \sigma_Z(E) dl$$

Böylece  $dV$  hacminde kaybolan  $F$  kesirsel akışı:

$$dF = -F n_Z \sigma_Z(E) dl$$

ya da:

$$\frac{dF}{F} = -n_Z \sigma_Z(E) dl$$

***Kaynağa olan uzaklık boyunca integral alırsak***

$$\int \frac{dF}{F} = -\int n_Z \sigma_Z(E) dl = -\sigma_Z(E) \int n_Z dl$$

$$\Rightarrow F = F_0 \exp\left(-\sigma_Z(E) \int n_Z dl\right)$$

***Bakış doğrultusundaki tüm elementleri dahil edersek:***

$$F = F_0 \exp\left(-\sum_Z \left[ \sigma_Z(E) \int n_Z \frac{n_H}{n_H} dl \right]\right)$$

# Optik Derinlik

$$= F_0 \exp\left(-\sigma_{eff}(E) \cdot N_H\right)$$

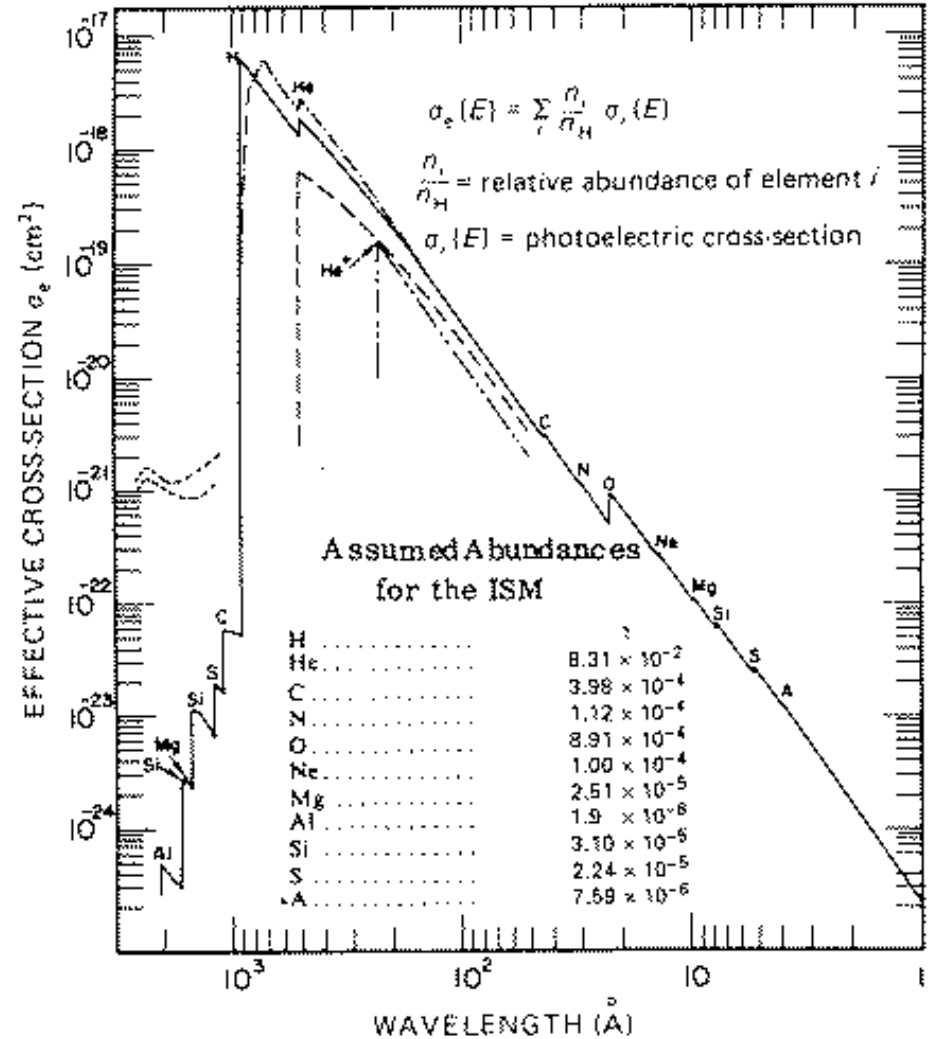
**Bu 'τ' yani optik derinlik'tir.  
Birimi yoktur!**

$$\sigma_{eff}(E) = \sum_Z \left[ \sigma_Z(E) \frac{n_Z}{n_H} \right]$$

**Bu da H'e göre  
ağırlıklandırılmış  
etkin en-kesiti'dir.**

# Yıldızlar arası soğurma en-kesiti

Fotoelektrik soğurmanın (pha) en kesitinin ( $\sigma_{\text{eff}}$ ), ISM'ye ait bolluk (Morison ve McCammon, 1983) dikkate alınarak, dalgaboyuna göre değişimi gösterilmiştir.



# Kolon yoğunluğu

Şöyle tanımlanmıştır:

$$N_H = \int n_H dl$$

birim kesit alanına ( $m^2$ ) sahip bir kolondaki H atomlarının sayıdır.

Kolon yoğunluğu H'nin 21 cm çizgisinden ölçülebilir, ancak bu yöntem çok güvenilir değildir. Çünkü genişlemiş huzmelenme ve moleküler hidrojen gelen katkıdan dolayı oluşan belirsizlikler vardır.

# ISM'deki kümelenmeler

Düşük enerjiler için bir örnek yapalım:

$$h\nu = 0.1keV, \sigma_{eff} \cong 10^{-24} m^2$$

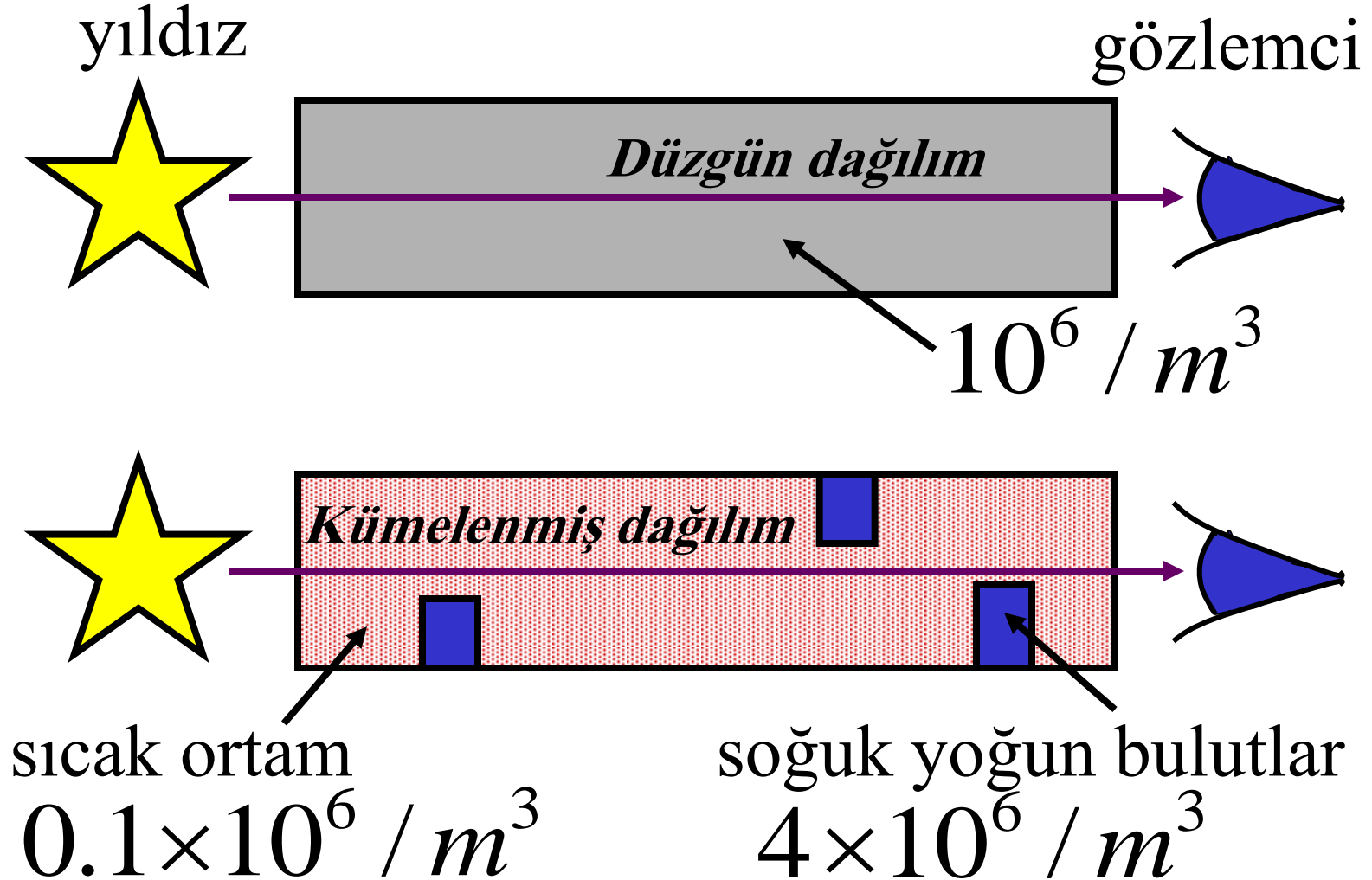
ISM'nin ort. yoğunluğu

$$\rho_H \cong 10^6 m^{-3}$$

d= 100 pc uzaklıkta:

$$= 3 \times 10^{18} m$$

# Kümeleşmiş dağılıma karşı düzgün dağılım:



# sayısal bir örnek

- Düzgün ortam boyunca :

$$N_H = \rho_H \times d = 3 \times 10^{24} / m^2$$

$$F = F_0 \exp\left(-3 \times 10^{24} \times 10^{-24}\right) = \frac{F_0}{20} = \boxed{0.05 F_0}$$

- Kümelenmiş ortam boyunca:

$$N_H = 3 \times 10^{18} \times 0.1 \times 10^6 = 0.3 \times 10^{24} / m^2$$

$$F = F_0 \exp\left(-0.3 \times 10^{24} \times 10^{-24}\right) \cong \boxed{0.75 F_0}$$

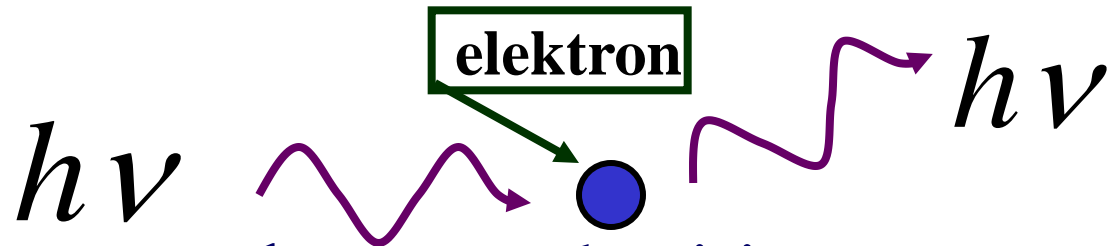


# Elektron Saçılması

- **Thomson saçılması:**  $h\nu \ll m_e c^2$  olduğu durumda fotonun elektron tarafından saçılması olayıdır. Bu saçılmada enerji transferi olmaz.
- **Compton saçılması:**  $h\nu \geq m_e c^2$  olduğu durumda fotonun elektron tarafından saçılması olayıdır. Bu saçılmada foton enerjisinin bir kısmı e-'a aktarılır.

# Thomson Saçılması

Düşük enerjili fotonların elektronlar tarafından saçılmasıdır:



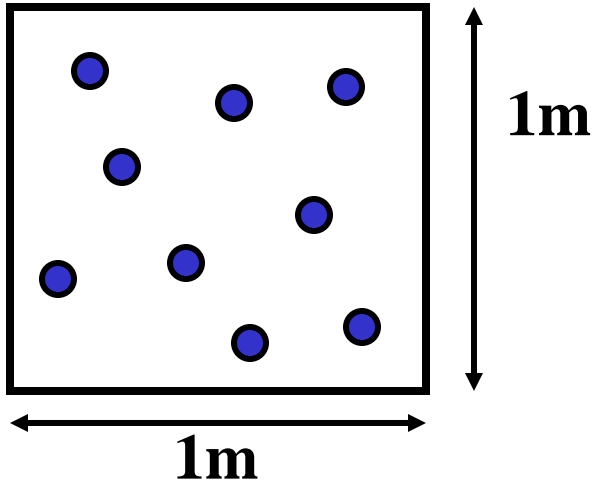
Thomson saçılması en-kesiti:

$$\sigma = \frac{8}{3} \pi r_e^2, \text{ burada } r_e = 2.82 \times 10^{-15} m$$

$$\Rightarrow \sigma_e = 6.65 \times 10^{-29} m^2$$

## *Thomson saçılması (devam)*

$N$ ,  $m^3$  başına parçacık sayısı ise



Bu durumda 1  $m^2$  lik kesirsel alanın bloklama miktarı =

$$6.65 \times 10^{-29} N / m$$

**R soğurucu bölgenin bakış doğrultusundaki uzunluğu ise,**

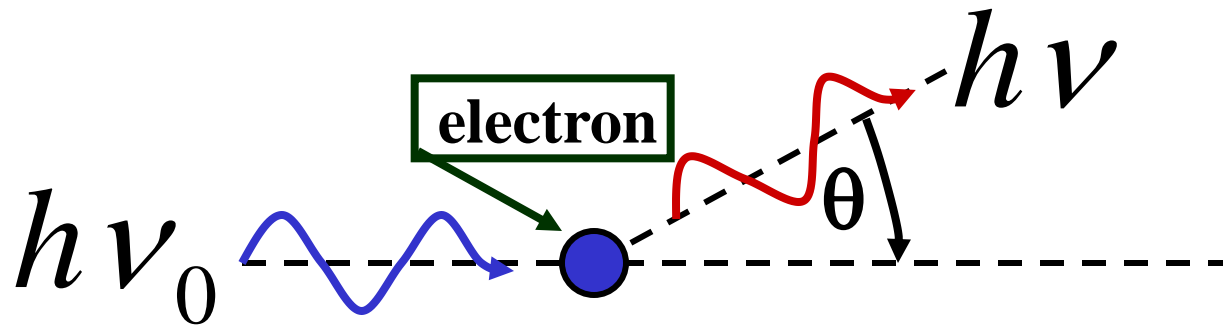
$$\tau = 6.65 \times 10^{-29} NR$$

(= optik derinlik)

$$\text{ve } F = F_0 \exp(-\tau)$$

# Compton saçılması

Compton saçılmasında, dalgaboyu artar  
frekans azalır, yani foton enerji kaybeder



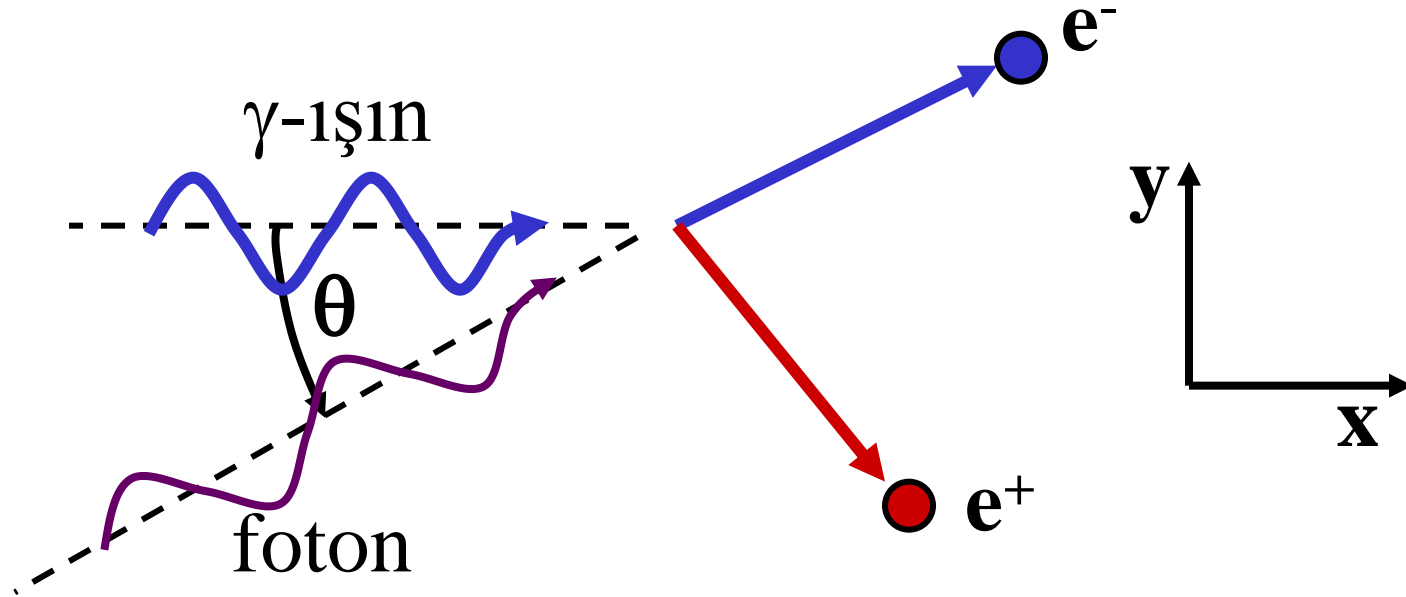
<b>Frekanstaki değişim</b>	$\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_0} = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$
--------------------------------	---

Ortalama olarak,

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu \nu_0} \approx \frac{h}{m_0 c^2}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \approx \frac{h \nu}{m_0 c^2}$$

# Elektron-pozitron çift oluşumu



İki foton (içlerinden biri  $E > 2m_e c^2$  olacak  $\gamma$ -ışınıdır) çarpışır ve elektron-pozitron ( $e^-/e^+$ ) çifti oluşur. Dolayısıyla bu olay  $\gamma$ -ışın soğurmasına katkı sağlayan bir süreçtir.

# Gereken minimum $\gamma$ -ışın enerjisi

İlk olarak  $E^2 - (pc)^2$  nin relativistik bir değişmez olduğunu gösterelim.

Parçacığın durağan enerjisi,  $E = m_0 c^2$

$$m = \gamma m_0 \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}}$$

Böylece  $E = mc^2$  ve  $pc = mvc$  ,

$$\Rightarrow \frac{(m_0 c^2)^2}{(1 - v^2 / c^2)} - \frac{(m_0 v c)^2}{(1 - v^2 / c^2)} = \frac{m_0^2 c^2 (c^2 - v^2)}{(1 - v^2 / c^2)}$$

$$= \frac{m_0^2 c^2 (c^2 - v^2)}{\frac{c^2 - v^2}{c^2}} = m_0^2 c^4$$

Bu relativistik bir  
değişmezdir.



İlk toplam momentum,  $\vec{p} = \vec{p}_\gamma + \vec{p}_p$

$$\begin{aligned} \text{böylece } (pc)^2 &= (p_x c)^2 + (p_y c)^2 \\ &= (p_\gamma c + p_p c \cos \theta)^2 + (p_p c \sin \theta)^2 \\ &= p_\gamma^2 c^2 + p_p^2 c^2 \cos^2 \theta \\ &\quad + 2p_\gamma p_p c^2 \cos \theta + p_p^2 c^2 \sin^2 \theta \\ &= p_\gamma^2 c^2 + p_p^2 c^2 + 2p_\gamma p_p c^2 \cos \theta \end{aligned}$$

Ancak  $p_\gamma c = E_\gamma$  olduğundan

$$(pc)^2 = E_\gamma^2 + E_p^2 + 2E_\gamma E_p \cos \theta$$

ve

$$[E^2 - (pc)^2]_{ilk} = (E_\gamma + E_p)^2 - (E_\gamma^2 + E_p^2 + 2E_\gamma E_p \cos \theta)$$

$$= 2E_\gamma E_p (1 - \cos \theta)$$

# Minimum enerjinin hesaplanması

$e^+$  ve  $e^-$  in momentuma sahip olmadığını varsayarak

$$\Rightarrow [E^2 - (pc)^2]_{final} = (2m_0c^2)^2$$

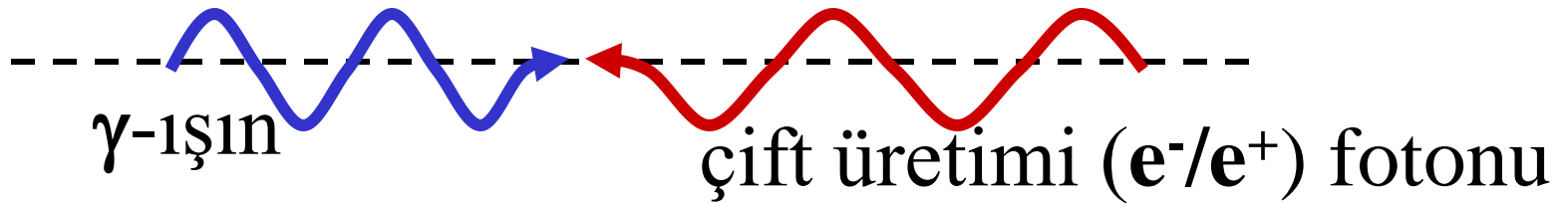
ve  $= 2E_\gamma E_p (1 - \cos \theta)$  olduğundan,

***Bu sonuç,  $\gamma$ -ışın fotonunun enerjisi için şu enerjiyi verir:***

$$E_\gamma = \frac{(2m_0c^2)^2}{2E_p (1 - \cos \theta)}$$

# Burada ...

paydayı maksimum yapmak için,  $\cos(\theta) = -1$  olmalıdır, yani  $\theta = 180$  derece (kafa kafaya çarpışma durumu).



Minimum  $\gamma$ -ışın  
enerjisi:

$$E_{\gamma \min} = \frac{(m_0 c^2)^2}{E_p}$$

# foton-çekirdek çift üretimi

- laboratuvarda, foton-çekirdek üretimi oldukça genel bir durumdur. O halde bunu uzayda da dikkate almalıyız.
- Fotonlar ve çekirdekler benzer en kesitine sahiptir, ve  $\gamma$ -ışınının en kesiti, başka bir fotondan veya çekirdekten pek farklı değildir.
- O halde uzaydaki parçacık ve foton sayı yoğunlukları karşılaştırılabilir seviyededir

# Parçacık ve foton yoğunlukları

Mesela 3 K'lik mikrodalga arkafon fotonları için

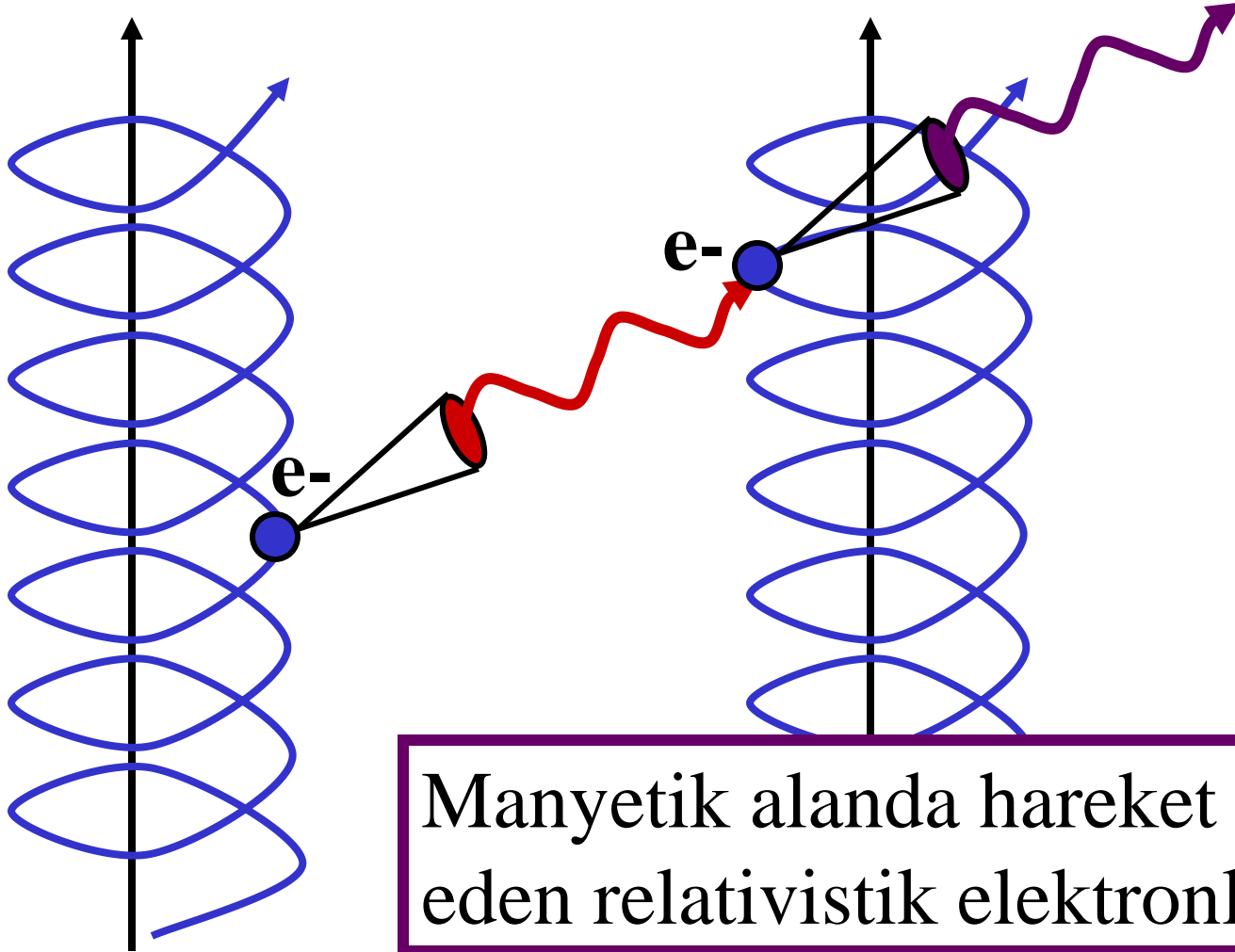
$$E = h\nu \cong 3 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$U_{\text{foton}} \cong 5 \times 10^{-14} \text{ Jm}^{-3} \cong 3 \times 10^5 \text{ eVm}^{-3}$$

Yaklaşık  $10^9$  foton/m<sup>3</sup>'e karşılık gelir

Uzaydaki çekirdek sayısı yaklaşık  $10^6$ /m<sup>3</sup>

# Sinkrotronun kendini soğurması



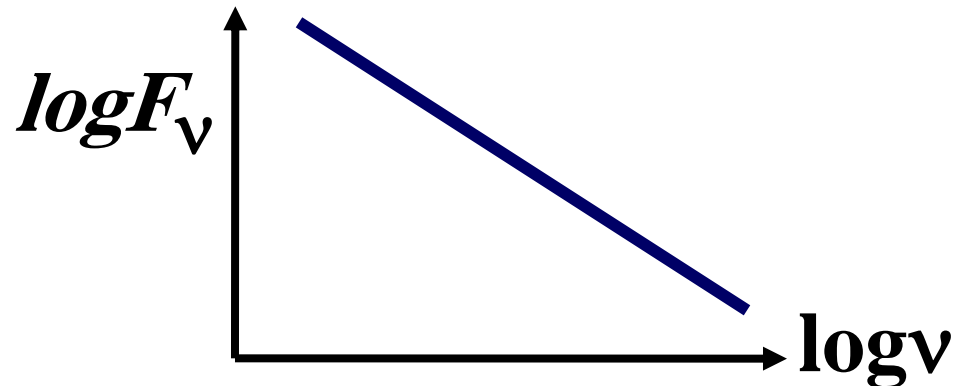
Manyetik alanda hareket eden relativistik elektronlar

# Sinkrotron ışınımı

$\nu$  rekansında ışınım yapan elektronların sahip olduğu  $E$  enerjisi şöyle verilir :

$$E \sim \left( \frac{2\pi\nu m_0 c}{eB} \right)^{\frac{1}{2}} m_0 c^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{c}}$$

tayfı ise kuvvet yasası şeklinde olur:



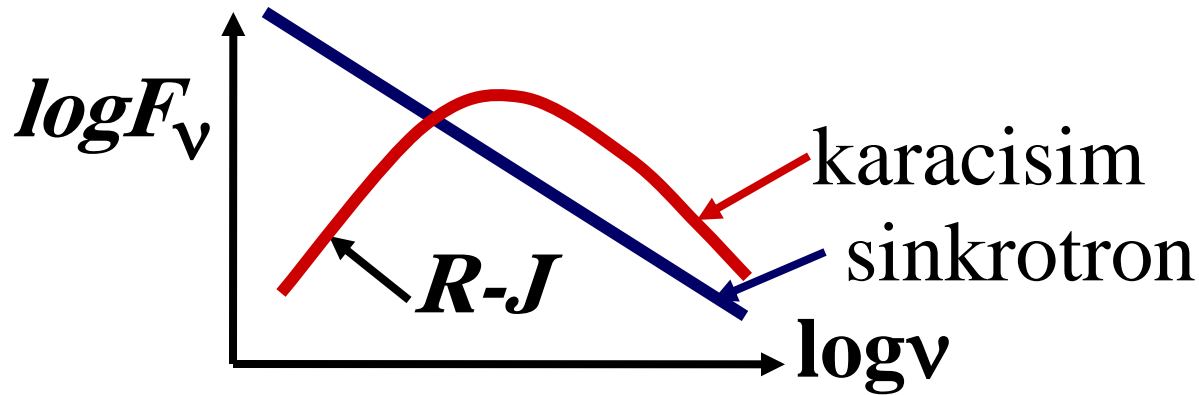


Sinkrotronun kuvvet yasası kesilim frekansı,  $\nu_{\max}$ , şöyle verilir:

$$\nu_{\max} = \frac{E^2 e B}{2\pi m_0^3 c^4}$$

Her bir elektron bu pik frekansta ışınım yayar veya soğurur. Isısal kaynağın parçacık başına ortalama enerji formülünde ( $E \sim kT$ ) bu frekansı yerleştirelim.

# Rayleigh-Jeans kuyruğu...

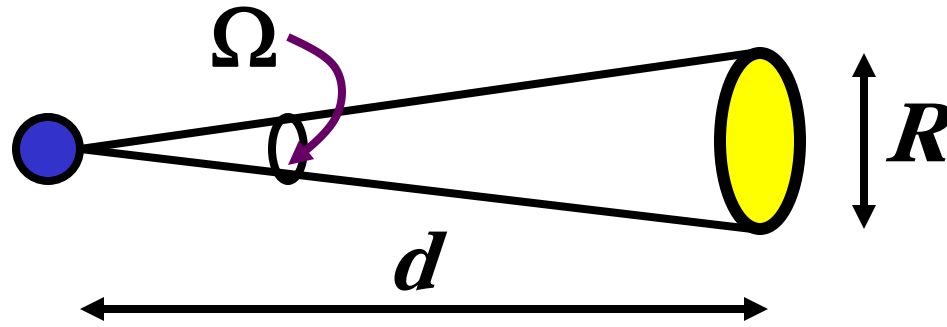


Karacismin Rayleigh-Jeans yaklaşımı ile ifadesi...

$$I(\nu)d\Omega = \frac{2kT}{c^2} \nu^2 d\Omega$$

# Kaynak uzaklığı

$d$  kaynak uzaklığı ve  $R$  kaynak boyutu ise katı açı tanımı,



$$\Omega \cong \frac{R^2}{d^2}$$

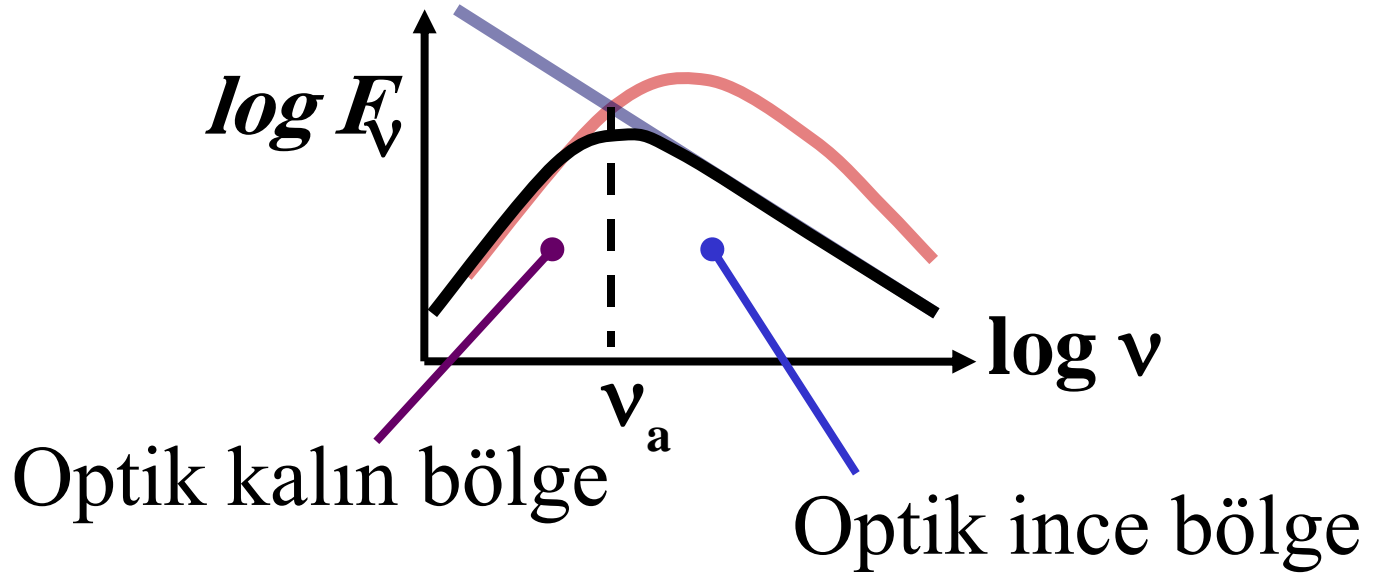
Dünya da algılanan toplam akı:

Dünya da gözlenen akı şöyle verilir:

$$F_{\nu} = I(\nu)\Omega \cong \frac{2E}{c^2} \nu^2 \Omega$$

$$= \left( \frac{8\pi m_0^3 \nu^5}{Be} \right)^{\frac{1}{2}} \Omega$$

# Sinkrotron tayfı



$\nu_a$  frekansı gözlenen, sinkrotron akısının kara cisim akısına eşit olduğu yerdir.

$\Omega$ 'yi yerine koyarsak:

$$F_\nu = \left( \frac{8\pi m_o^3 \nu^5}{Be} \right)^{1/2} \frac{R^2}{d^2}$$

buradan

$$R \cong 3 \times 10^{17} F_\nu^{1/2} B^{1/4} d \nu^{-5/4}$$

# Işınım süreçleri (özet)

- **Isısal- Bremsstrahlung**

elektron enerjisi  $\sim$  foton enerjisi

$$\beta = v/c \sim 0.1$$

- **Isısal olmayan – sinkrotron ve ters Compton**

# Sinkrotron ışınımı

B manyetik alanında spiral çizen E enerjisine sahip bir elektron için, pik ışınım frekansı,  $\nu_m$  ;

$$\begin{aligned}\nu_m &= \gamma^2 B e / 2 \pi m_o \\ &= E^2 B e / 2 \pi m_o^3 c^4\end{aligned}$$

Relativistik e- için  $E = \gamma m_o c^2$

Böylece  $\gamma^2 = 2 \pi m_o \nu_m / B e$



# Gereken elektron enerjileri

- **Sinkrotron ışınımı** manyetik alan şiddetine bağlıdır. Eş enerji yoğunluklu olduklarını (yıldız ışığı, kozmik ışınlar + manyetik alan) varsayarak galaksimizdeki tüm enerji yoğunluğunu hesaplayabiliriz.

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = U_{PH}, \Rightarrow B = 6 \times 10^{-10} \text{ Tesla}$$

$\nu_m \sim 10^{18}$  Hz, frekansındaki X-ışınlarını üretmek için

$$\gamma_s^2 \sim 5 \times 10^{16}$$

# Ters Compton saçılması

Düşük enerjili bir fotonla çarpışan relativistik bir elektron için,  $\gamma_{IC}^2 \approx h\nu_{son}/h\nu_{ilk}$

X-ışın üretimi için:

- yıldız ışığı:  $\langle h\nu \rangle \sim 2\text{eV}$  ( $\lambda \sim 6000\text{\AA}$ )
- 3K arkafon ışınımı:  $\langle h\nu \rangle \sim 3 \times 10^{-4} \text{ eV}$

$$\gamma_{IC}^2 = \frac{8\text{keV}}{\langle h\nu \rangle}$$

=  $4 \times 10^3$  yıldız ışığı için

=  $3 \times 10^7$  3K arkafon ışınımı için

**CR ihtiyacımız var !!!**