

**Alma Mater Studiorum - Università di Bologna**

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Processi di Scattering in Astrofisica**

Tesi di Laurea

Presentata da:  
**Giovanni Sera**

Relatore:  
**Chiar.ma Prof.ssa  
Marcella Brusa**

---

**Anno Accademico 2023-2024**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Scattering Elettrone-Fotone</b>	<b>2</b>
1.1 Interazione Thomson . . . . .	2
1.2 Effetto Compton . . . . .	4
1.3 Comptonizzazione . . . . .	5
1.4 Sezione d'Urto . . . . .	7
<b>2 Applicazioni in Astrofisica</b>	<b>8</b>
2.1 Cosmologia con l'Effetto Sunyaev-Zeldovich negli Ammassi di Galassie .	8
2.1.1 SZ termico . . . . .	9
2.1.2 SZ cinetico . . . . .	10
2.2 Lo Spettro ai Raggi-X dei Nuclei Galattici Attivi . . . . .	11
2.3 Il Modello Standard di Unificazione delle Galassie Seyfert . . . . .	13
<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>



# Introduzione

Nel primo capitolo si passano in rassegna i principali risultati teorici ottenuti nello studio dell'interazione tra i fotoni e gli elettroni liberi (d'ora in poi, se non specificato, indicata con scattering, diffusione, dispersione, urto o semplicemente interazione a seconda del contesto).

La discussione ha come riferimento iniziale il ruolo degli scambi di energia e delle approssimazioni non relativistiche; successivamente si parla dell'interazione multipla, ripetuta. Nel secondo capitolo si prendono in esame tre casi studio fondamentali nell'ampio contesto dei fenomeni astrofisici in cui si pensa o si è confermato che lo scattering sia la chiave d'interpretazione delle osservazioni. Si fanno anche riferimenti ai risultati teorici quali ad esempio l'equazione di Kompaneets, introdotti nel primo capitolo.

Pertanto si sottolinea il ruolo decisivo dell'effetto Sunyaev-Zeldovich (negli ammassi di galassie) in Cosmologia per vincolare parametri quali ad esempio la costante di Hubble, oppure nello studio della struttura dell'Universo ad alto *redshift*.

Si procede presentando l'interpretazione degli spettri a raggi-X dei Nuclei Galattici Attivi per mezzo dell'effetto Compton dando dei cenni sull'importanza della forma della sorgente nella modellizzazione dello spettro in emissione; infine è mostrato un semplice modello di unificazione per orientamento delle Galassie Seyfert che si basa sulla polarizzazione della luce diffusa dagli elettroni.

*D'ora innanzi, se non specificato,  $m = m_e$  indicherà la massa dell'elettrone,  $T_e$  la temperatura del plasma,  $T_r$  la temperatura di brillantezza,  $c$  la velocità della luce nel vuoto,  $h$  la costante di Planck,  $k$  la costante di Boltzmann e con l'apostrofo (') le quantità dopo l'interazione.*

# Capitolo 1

## Scattering Elettrone-Fotone

### 1.1 Interazione Thomson

Tramite l'utilizzo della teoria elettrodinamica classica si procede con un'analisi dell'interazione tra un campo di radiazione elettromagnetica monocromatica ed un elettrone libero ma stazionario. In questo contesto non avvengono scambi di energia e si parla di Scattering Thomson.

Si suppone che il campo di radiazione sia polarizzato linearmente e si individua la direzione di oscillazione del campo elettrico con l'asse  $\hat{z}$  in un riferimento cartesiano. Quindi il campo elettrico  $\mathbf{E}_z$  ha modulo

$$E_z = E_{z0} \sin\omega t \quad (1.1)$$

e causa l'oscillazione dell'elettrone con accelerazione  $\mathbf{a}_z$  di modulo

$$a_z = \frac{eE_z}{m}. \quad (1.2)$$

Si richiede inoltre che  $v_z \ll c$  (i.e. l'elettrone oscilla a velocità non relativistiche) in modo tale da poter trascurare la forza di Lorentz (magnetica)  $\mathbf{F} = e\mathbf{v}_z/c \times \mathbf{B}$  che agisce sulla carica quando questa è in moto nel campo magnetico  $\mathbf{B}$  dell'onda.

Una carica  $e$  accelerata crea un campo di radiazione elettromagnetica la cui potenza emessa per angolo solido  $\Omega$  risulta essere dalla formula di Larmor

$$-\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2|\mathbf{a}|^2}{4\pi c^3} \sin^2\theta \quad (1.3)$$

definito  $\theta$  da  $\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{z} \equiv \cos\theta$  dove  $\hat{\mathbf{n}}$  è la direzione di scattering (linea di vista). Il *pattern* della radiazione emessa è quello di dipolo elettrico, ossia toroidale (riquadro di sinistra in Figura 1.1) ed essa risulta polarizzata linearmente nel piano  $\hat{z}, \hat{\mathbf{n}}$ . Dall'Equazione (1.1)

$$-\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^4}{4\pi m^2 c^3} E_{z0}^2 \cos^2\alpha \quad (1.4)$$

dato  $\alpha \equiv \pi/2 - \theta$ , *angolo di scattering*.

Dal teorema di Poynting l'energia media dell'onda incidente per unità di area e di tempo  $\langle S \rangle$  è data da

$$\langle S_z \rangle = \frac{cE_{z0}^2}{8\pi} \quad (1.5)$$

pertanto dall'analisi dimensionale delle Equazioni (1.4, 1.5) segue una naturale definizione della sezione d'urto differenziale per lo scattering Thomson di radiazione polarizzata linearmente

$$\frac{dP}{d\Omega} = \langle S \rangle \frac{d\sigma}{d\Omega} \longrightarrow \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pol} = r_e^2 \cos^2 \alpha \quad (1.6)$$

dove  $r_e \equiv e^2/mc^2 \approx 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$  è il “raggio” classico dell'elettrone. La sezione d'urto totale si ottiene dall'integrazione sull'angolo solido

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (1.7)$$

L'Equazione (1.7) è chiaramente indipendente dalla frequenza della radiazione. Si considera ora un'onda non polarizzata data dalla sovrapposizione di due onde polarizzate linearmente su due piani perpendicolari. Si sceglie di nuovo l'oscillazione lungo l'asse  $\hat{z}$  mentre sull'asse  $\hat{x}$  oscilla la seconda componente del campo elettrico  $\mathbf{E}$ ; di conseguenza l'asse  $\hat{y}$  sarà la direzione di propagazione dell'onda. Senza perdere di generalità si individua l'asse  $\hat{n}$  nel piano  $\hat{y}, \hat{z}$ . Il *pattern* di emissione questa volta è dato dalla sovrapposizione dei due tori in Figura (1.1) risultando in una caratteristica forma ad *arachide* in Figura (1.2). La sezione d'urto in questo caso è data dalla media delle due sezioni d'urto per le componenti polarizzate linearmente; dalla costruzione geometrica è immediato notare che nel caso della componente  $\mathbf{E}_x$  valga  $\alpha = 0$ , pertanto

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{non-pol} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\sigma(\alpha)}{d\Omega} \right)_{pol} + \left( \frac{d\sigma(0)}{d\Omega} \right)_{pol} \right] = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \alpha) \quad (1.8)$$

La radiazione non è sempre polarizzata come nel caso precedente ma possiede un grado di polarizzazione (Rybicki e Lightman, 2004)

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha} \quad (1.9)$$

Si nota che  $\Pi \geq 0$ , ossia lo scattering Thomson può polarizzare la radiazione non polarizzata.  $\Pi$  dipende dalla linea di vista  $\alpha$ , in particolare:

- per  $\alpha = 0$ , ossia se l'osservatore è lungo la direzione d'incidenza, la radiazione non è polarizzata (dato che per simmetria tutte le direzioni d'oscillazione nel piano  $\hat{x}, \hat{z}$  sono equivalenti);
- per  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , ossia se l'osservatore è perpendicolare alla direzione di incidenza, la polarizzazione è del 100% (dato che l'elettrone è confinato nel piano perpendicolare alla linea di vista).

È immediato notare come questi risultati non valgano se si considera la forza di Lorentz, la quale svincolerebbe la carica dal piano.

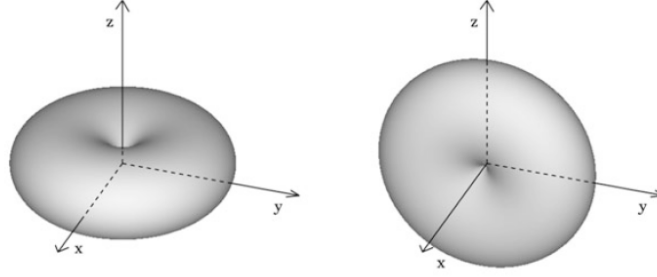


Figura 1.1: Il pattern toroidale (*a ciambella*) della radiazione emessa da una carica oscillante lungo l'asse  $\hat{z}$  (a sinistra) o lungo l'asse  $\hat{x}$  (a destra) (tratta da Ghisellini 2013).

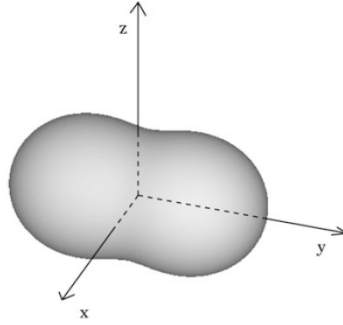


Figura 1.2: Il pattern della radiazione da parte di una carica all'interno di un campo elettromagnetico non polarizzato. Il campo può essere rappresentato da due componenti polarizzate linearmente, una lungo l'asse  $\hat{x}$  e l'altra lungo l'asse  $\hat{z}$  (tratta da Ghisellini 2013).

## 1.2 Effetto Compton

Lo Scattering Compton consiste nell'interazione

$$\gamma_1 + e \longrightarrow \gamma'_1 + e'$$

dove  $\gamma$  indica il fotone coinvolto. I fotoni e gli elettroni in seguito all'urto possono avere un'energia differente da quella che avevano all'inizio. L'effetto Compton (che risulta quindi una generalizzazione dell'effetto Thomson) conserva il numero di fotoni in un mezzo; è però interessante sapere che esiste una certa probabilità (non trascurabile quando la densità di fotoni  $n_\gamma$  è molto più grande della densità elettronica  $n_e$ ) che venga emesso un ulteriore fotone. Questo effetto è detto Compton Doppio

$$\gamma_1 + e \longrightarrow \gamma'_1 + \gamma_2 + e'$$

e può essere un'importante fonte di fotoni.

Tornando all'interazione Compton per un singolo urto, si considera un fotone di frequenza  $\nu$  e versore d'onda  $\mathbf{i}_k = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$  che viene diffuso da un elettrone con velocità  $\mathbf{v}$  diventando un fotone di frequenza  $\nu'$  e versore d'onda  $\mathbf{i}'_k = \mathbf{k}'/|\mathbf{k}'|$ . Segue (Akhiezer 1965) dalle leggi di conservazione dell'energia e dell'impulso

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{i}_k}{1 - \frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{i}'_k + \frac{h\nu}{\gamma mc^2} (1 - \mathbf{i}_k \cdot \mathbf{i}'_k)} \quad (1.10)$$



dove  $\gamma \equiv (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  e  $\mathbf{i}_k \cdot \mathbf{i}'_k \equiv \cos\alpha$  ( $\alpha$  angolo di scattering). L'equazione precedente può essere riscritta come

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1 - \frac{v}{c}\cos\theta}{1 - \frac{v}{c}\cos\theta' + \frac{h\nu}{\gamma mc^2}(1 - \cos\alpha)} \quad (1.11)$$

dove  $\theta$  ( $\theta'$ ) è l'angolo tra la velocità dell'elettrone e la direzione del fotone prima (dopo) dell'urto.

Se l'elettrone è fermo ( $v = 0$ ) segue immediatamente

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\alpha)}, \quad (1.12)$$

quindi per  $h\nu \ll mc^2$  si trova la ben nota formula di Compton

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim -\frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\alpha). \quad (1.13)$$

Pertanto un fotone che urta un elettrone fermo diminuisce la sua energia trasferendola all'elettrone (la diminuzione dipende anche dall'angolo di scattering); ci si riferisce a questo fenomeno anche con *effetto rinculo*. Lo scattering Thomson è il caso limite in cui la frequenza  $\nu$  del fotone incidente sull'elettrone è tale da poter trascurare  $h\nu/mc^2$  nell'Equazione (1.13).

Lavorando sull'Equazione (1.11) per  $h\nu \ll \gamma mc^2$  si trova

$$\frac{\nu'}{\nu} \sim \frac{1 - \frac{v}{c}\cos\theta}{1 - \frac{v}{c}\cos\theta'} \quad (1.14)$$

ed infine nel limite non relativistico  $v/c \ll 1$  si giunge all'espressione dell'aumento di frequenza del fotone per effetto Doppler, ovvero l'Effetto Compton-Inverso al primo e secondo ordine in  $v/c$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim \frac{v}{c}(\cos\theta' - \cos\theta) + \frac{v^2}{c^2}\cos^2\theta'. \quad (1.15)$$

Negli anni sessanta furono fatti studi dettagliati su questo effetto che si è rivelato essere uno dei principali meccanismi per la produzione degli spettri di radiazione ad altissime energie in astrofisica. La potenza emessa per Inverse Compton nel caso relativistico risulta (Pozdnyakov et al. 1983)

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 u_{rad} \quad (1.16)$$

dove  $u_{rad}$  è la densità di energia elettromagnetica.

### 1.3 Comptonizzazione

Con Comptonizzazione si intende la variazione dello spettro della radiazione dovuto a scattering ripetuti dei fotoni da parte di elettroni all'equilibrio termodinamico (maxwelliani). Se fotoni di energia  $h\nu \ll mc^2$  sono diffusi da elettroni maxwelliani con  $kT_e \ll mc^2$ , la variazione di frequenza sarà molto piccola:  $\Delta\nu/\nu \sim \pm v_e/c \sim (kT_e/mc^2)^{1/2}$

a causa dell'effetto Doppler, o  $\Delta\nu/\nu \sim -h\nu/mc^2$  per rinculo; ma se l'urto è ripetuto molte volte, i piccoli scambi di energia tra fotoni ed elettroni possono portare a degli effetti sostanziali.

Gli scambi energetici tra elettroni e campo di radiazione e la formazione di uno specifico spettro in un plasma caldo e rarefatto, sono dovuti essenzialmente allo scattering multiplo. Questo poiché innanzitutto le perdite energetiche dovute alla Bremsstrahlung (radiazione di frenamento) e alla ricombinazione elettronica sono proporzionali a  $n_e^2$  quadrato della densità del plasma, mentre la probabilità di scattering lo è linearmente; quindi, affinché le perdite energetiche per scattering predominino, il plasma deve essere rarefatto. In aggiunta la sezione d'urto di Rosseland (per assorbimento libero-libero) è proporzionale a  $T_e^{-3.5}$ : la Comptonizzazione sarà chiaramente dominante in plasma ad alta temperatura.

Volendo trascurare l'effetto Compton Doppio, bisogna individuare altre sorgenti di radiazione. I fotoni possono essere forniti, per esempio, dalla radiazione di Bremsstrahlung, Ciclotrone, radiazione di Sincrotrone da parte di elettroni relativistici in campi magnetici concentrati nello stesso volume (*Synchrotron-Self-Compton*), o dall'emissione di una sorgente centrale che contiene plasma più denso. Questi fotoni verranno ridistribuiti sullo spettro: nel caso non relativistico ( $h\nu \ll mc^2$ ,  $kT_e \ll mc^2$ ) in prima approssimazione l'effetto rinculo e Doppler si combinano linearmente portando ad una variazione frazionale di energia data da

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4kT_e - h\nu}{mc^2}. \quad (1.17)$$

Se  $4kT_e > h\nu$ , allora l'energia verrà sottratta dagli elettroni e trasferita ai fotoni; contrariamente, se  $h\nu > 4kT_e$  la radiazione riscalderà gli elettroni.

Un decisivo passo in avanti nello sviluppare la teoria della Comptonizzazione fu fatto nel 1949, quando il fisico russo Kompaneets (1956)<sup>1</sup> derivò l'equazione cinetica che descrive come un campo di radiazione interagisce con degli elettroni maxwelliani. Essa ci permette di ricavare la soluzione del problema dell'evoluzione temporale di un dato spettro iniziale a causa della Comptonizzazione in un mezzo omogeneo ed infinito con densità elettronica  $n_e$  e temperatura  $kT_e \ll mc^2$ . È di particolare interesse il caso di un campo di radiazione isotropo e non polarizzato con  $h\nu \ll mc^2$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\sigma_T N_e h}{mc^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left( n + n^2 + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right) \quad (1.18)$$

oppure,

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{\tilde{x}^2} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \tilde{x}^4 \left( n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial \tilde{x}} \right) \quad (1.19)$$

Nell'equazione precedente si introduce

$$y = \int \frac{kT_e}{mc^2} \sigma_T n_e dl \quad (1.20)$$

detto parametro di Comptonizzazione. Nel caso di un plasma isoterma esso si riduce a  $y = (kT_e/mc^2)\tau_T$  dove  $\tau_T = \int \sigma_T n_e dl$  è la profondità ottica per scattering Thomson. Gli integrali sono fatti lungo la linea di vista, quindi la direzione individuata dall'angolo di scattering.

---

<sup>1</sup>L'equazione fu pubblicata sette anni dopo. Essa fu derivata nell'ambito del programma sovietico per lo sviluppo della bomba ad idrogeno da Kompaneets, Landau, Gelfand e Dyakov sotto la direzione di Zeldovich.

L'altra variabile introdotta nell'Equazione (1.19) è  $\tilde{x} \equiv h\nu/kT_e$ , frequenza adimensionale. Infine  $n = c^2 I_\nu / 2h\nu^3$  è il numero d'occupazione dei fotoni nello spazio delle fasi, dove  $I_\nu$  è l'intensità specifica dello spettro.

L'Equazione (1.18) è valida per ogni relazione tra  $h\nu \ll mc^2$  e  $kT_e \ll mc^2$  e se il campo di radiazione è sufficientemente regolare; inoltre essa conserva il numero di fotoni.

La sua soluzione stazionaria, data da  $n + n^2 + (\partial n / \partial \tilde{x}) = 0$  è la distribuzione all'equilibrio di Bose-Einstein  $n = (e^{x+\mu} - 1)^{-1}$  dove il potenziale chimico è  $\mu \gg 0$ . Nei casi limite si ottiene la distribuzione Planck (corpo nero)  $n = (e^x - 1)^{-1}$  per  $\mu = 0$  e la distribuzione di Wien  $n = e^{-x} e^{-\mu}$  per  $\mu \gg 1$ . La distribuzione all'equilibrio di Bose-Einstein si trova anche quando c'è abbastanza tempo per il sistema per andare all'equilibrio a causa delle interazioni Compton per grandi valori del parametro di Comptonizzazione. Nel caso della soluzione stazionaria vale  $T_e = T_r$ .

Nel caso limite  $T_e \gg T_r$ , si possono trascurare i termini  $n^2$  e  $n$  nell'Equazione (1.19) che si semplifica nell'equazione alle derivate parziali parabolica che descrive la diffusione (approssimazione diffusiva) di  $n$  nello spazio delle fasi

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} x^4 \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.21)$$

dove  $x \equiv h\nu/kT_r$ .

La soluzione esatta è stata trovata da Zeldovich e Sunyaev (1969) e permette di trovare lo spettro finale in funzione di un arbitrario spettro sorgente iniziale. Si può dimostrare nel regime di Rayleigh-Jeans (RJ)  $x \ll 1$  che la temperatura di brillantezza decresce  $T_{RJ} = T_r e^{-2y}$ ; inoltre se domina l'Effetto Doppler l'energia dello spettro aumenta  $E_r = E_0 e^{4y}$  (Kompaneets 1956).

## 1.4 Sezione d'Urto

La sezione d'urto differenziale per l'interazione elettrone-fotone da scattering Compton, con l'elettrone inizialmente a riposo, è data dall'Elettrodinamica Quantistica (Akhiezer 1965)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left( \frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \alpha \right). \quad (1.22)$$

e per  $\nu \approx \nu'$  si ottiene l'Equazione (1.8). La sezione d'urto totale è data dalla formula di Klein-Nishina:

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{4} \sigma_T \left[ \frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (1.23)$$

dove  $x = h\nu/mc^2$ . Nel caso non relativistico  $x \ll 1$

$$\sigma_{KN} \sim \sigma_T (1 - 2x) \approx \sigma_T \quad (1.24)$$

mentre nel caso ultra relativistico  $x \gg 1$

$$\sigma_{KN} \sim \frac{3}{8} \sigma_T \frac{1}{x} \left( \ln x + \frac{1}{2} \right) \quad (1.25)$$

da cui si nota che per alte frequenze la sezione d'urto decresce come  $\sigma_{KN} \propto 1/x$  allontanandosi dal valore classico  $\sigma_T$  usato finora nella trattazione; quando vale l'Equazione (1.25) i processi di scattering diventano più rari e la radiazione è in grado di penetrare più a fondo nel mezzo prima di subire un urto.

# Capitolo 2

## Applicazioni in Astrofisica

Gli effetti dello scattering Thomson son ben conosciuti in Astrofisica, si pensi ad esempio al nostro “vicinato”: la luce della Corona Solare che si osserva durante un’eclissi risulta essere la radiazione della Fotosfera diffusa e polarizzata da elettroni liberi ad alte temperature ( $T_e \approx 10^6 K$ ). Rimanendo nell’ambito dell’Astrofisica Stellare, lo scattering determina ovviamente l’opacità negli interni stellari e in particolare dovrebbe avere un ruolo chiave nelle fotosfere delle stelle calde, nelle quali c’è ampia disponibilità di elettroni liberi provenienti dagli elementi ionizzati e si possono trascurare le interazioni tra radiazione e materia, quali l’assorbimento libero-libero e la fotoionizzazione.

In Astrofisica inizialmente la variazione di frequenza fu presa in considerazione studiando come i processi di emissione ed assorbimento fossero influenzati dallo scattering elettronico. Ad esempio Dirac nel 1925 calcolò l’allargamento dell’emissione in riga dei corpi celesti dovuto ad elettroni all’equilibrio termodinamico mentre Chandrasekhar nel 1950 affrontò il problema dell’evoluzione di uno spettro man mano che i fotoni cedono energia per effetto rinculo con elettroni liberi (Pozdnyakov et al. 1983).

Quindi si realizzò presto come la Comptonizzazione giochi un ruolo sicuramente determinante nel modellamento dello spettro di diverse sorgenti che forniscono le condizioni perfette: alte temperature ( $kT_e \approx 1 - 100$  keV), plasma otticamente spesso allo scattering Thomson ( $\tau_T \approx 1 - 100$ ) e la disponibilità di sorgenti di fotoni (zone di plasma denso, Bremsstrahlung del plasma stesso ecc.). Ad esempio, zone di plasma caldo si dovrebbero sviluppare nell’onda d’urto vicino la superficie di una Nana Bianca che è soggetta ad accrescimento sferico di materia e nei gusci in espansione delle Supernovae. Si dovrebbe tenere conto dello scattering ripetuto anche quando si considera l’effetto Compton-Inverso sui fotoni a bassa frequenza degli elettroni relativistici presenti nelle nubi che emettono onde radio nelle radio-galassie.

### 2.1 Cosmologia con l’Effetto Sunyaev-Zeldovich negli Ammassi di Galassie

Quando fu scoperto lo spettro di corpo nero con  $T_r \approx 2.7$  K chiamato la Radiazione Cosmica di Fondo alle Microonde (CMB, *Cosmic Microwave Background*) che permea l’intero Universo, diventò chiaro come la Comptonizzazione avesse avuto un ruolo cruciale nelle interazioni tra la materia e la radiazione nell’Universo primordiale. In quest’ultimo caso  $T_e$  risulta molto vicina a  $T_r$ : nell’Equazione (1.19) vanno inclusi gli effetti simultanei

dei processi libero-libero (Kompaneets 1956).

Proposto nei primi anni Settanta dai due scienziati russi da cui prende il nome (SZ), questo fenomeno non riguarda solo le interazioni della CMB con il plasma primordiale; questi stessi fotoni, viaggiando nell'Universo, interagiscono con le strutture a grande scala, come gli ammassi di galassie. Questi ultimi lasciano la loro impronta sulla CMB tramite il *lensing* gravitazionale e la diffusione dei fotoni da parte degli elettroni; questi si muovono con velocità peculiare  $v_p$  assieme all'ammasso cui sono legati gravitazionalmente (effetto cinetico); inoltre gli elettroni hanno una distribuzione di velocità maxwelliana ( $T_e \approx 10^8\text{K}$ ) (effetto termico).

### 2.1.1 SZ termico

Una probabilità tipica che un fotone della CMB subisca SZ termico da parte di un ammasso è del 1% (Cimatti et al. 2019) pertanto la deviazione dallo spettro originario è poco pronunciata e richiede osservazioni molto sensibili. In particolare, a differenza dello spettro della CMB, si osservano meno fotoni a basse energie e più fotoni ad alte energie. Quindi a basse energie l'effetto si palesa come una diminuzione della brillantezza della CMB (*Microwave Diminution*). Si può dimostrare dallo studio dettagliato della Comptonizzazione in questo caso particolare ( $T_e \gg T_r$  Equazione 1.21) (Carlstrom et al. 2002) che

$$\frac{\Delta T}{T_{CMB}} = f(x)y = f(x) \int \frac{kT_e}{mc^2} \sigma_T n_e dl \quad (2.1)$$

dove  $x \equiv h\nu/kT_{CMB}$  e  $T_{CMB} \equiv T_r$ . La dipendenza da  $x$  è data da

$$f(x) = \left( x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) (1 + \delta_{SZE}(x, T_e)) \quad (2.2)$$

dove  $\delta_{SZE}(x, T_e)$  è la correzione relativistica. Segue immediatamente che nel caso non relativistico e nel limite RJ  $x \ll 1$

$$\frac{\Delta T}{T_{CMB}} = -2y \quad (2.3)$$

L'Equazione (2.1) mostra chiaramente come la distorsione non dipenda dalla distanza dell'ammasso ma soltanto dalle sue proprietà ( $T_e, n_e$ ). Quindi la disponibilità di osservazioni molto sensibili in termini di brillantezza e di risoluzione angolare rendono questo fenomeno una sonda cosmologica di grande valore soprattutto per gli ammassi più lontani.

Ad esempio l'effetto SZ termico, combinato ad osservazioni nella banda-X, permette di ricavare la Costante di Hubble  $H_0$  in maniera indipendente da altre scale di distanza. Infatti gli elettroni estremamente caldi negli ammassi di galassie emettono raggi-X a causa della radiazione di frenamento. La temperatura può essere quindi ricavata dal *cut-off* esponenziale nello spettro di Bremsstrahlung

$$\nu_{cut-off} \approx \frac{kT_e}{h}. \quad (2.4)$$

Preso in esame un ammasso, si adotta un modello di distribuzione elettronica; i vari modelli possono essere vincolati dall'effetto SZ termico stesso: l'intensità ai raggi-X  $I_X$

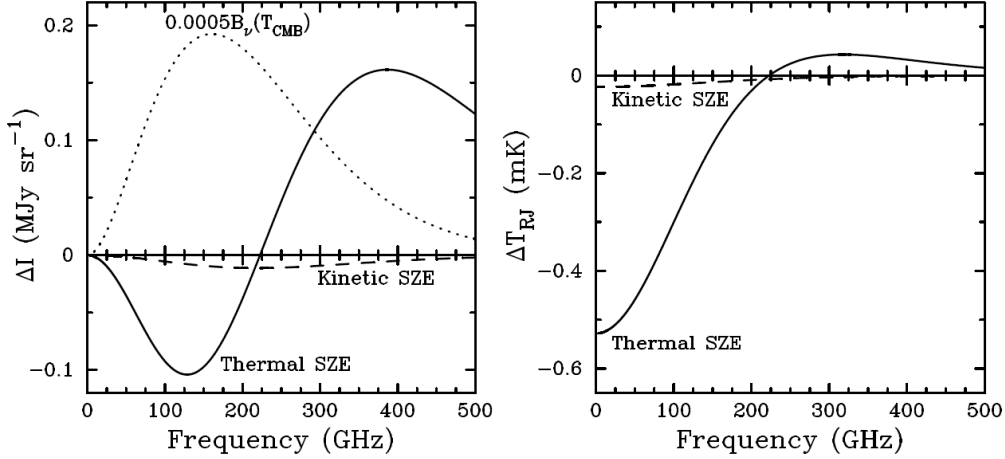


Figura 2.1: La variazione dello spettro della CMB causato dall'effetto SZ. Nel riquadro a sinistra sono mostrate le variazioni dell'intensità causate dallo SZ termico (linea continua) e dallo SZ cinetico (linea tratteggiata); è inoltre presente come riferimento lo spettro della CMB riscaldato opportunamente (linea punteggiata). Nel riquadro a destra è mostrata la variazione della temperatura di brillantezza nel limite RJ  $I_\nu = (2k\nu^2/c^2)T_{RJ}$ . Parametri dell'ammasso:  $kT_e = 10\text{keV}$ ,  $y = 10^{-4}$  e  $v_p = +500\text{ km s}^{-1}$  (tratta da Carlstrom et al. 2002).

dipende infatti da  $\int n_e^2 dl$  mentre dall'Equazione (2.1)  $\Delta T/T_{CMB} \propto \int n_e T_e dl$  dunque si ricava un'equazione che deve essere soddisfatta da  $n_e(l)$ . Conoscendo  $T_e$  e  $n_e$  dall'Equazione (1.20) si può arrivare a  $L$ , lo spessore dell'ammasso lungo la linea di vista. Si procede con un'approssimazione molto delicata secondo la quale si assume che  $L$  è anche l'estensione della sorgente come vista dalla Terra sulla volta celeste; misurando le dimensioni angolari nel cielo  $\delta$  ottengo la distanza

$$d \approx \frac{L}{\delta}. \quad (2.5)$$

La distanza dell'ammasso combinata con il suo redshift e la geometria dell'Universo permette di stimare la Costante di Hubble.

Un ulteriore utilizzo dell'effetto SZ termico in Cosmologia è nel determinare la Frazione di Massa Barionica nell'Universo.

### 2.1.2 SZ cinetico

Tornando all'effetto SZ cinetico, questo è dovuto all'effetto Doppler, causato dall'eventuale spostamento degli ammassi rispetto al sistema di riferimento solidale alla CMB. Questa distorsione modifica lo spettro iniziale mantenendolo di Corpo Nero ma abbassandone (aumentandone) la temperatura quando l'ammasso ha una velocità diretta (opposta) alla linea di vista. Nel caso non relativistico la distorsione ha la forma

$$\frac{\Delta T_{SZE}}{T_{CMB}} = -\tau_T \left( \frac{v_p}{c} \right). \quad (2.6)$$

Quindi lo spettro emergente sarà ancora un corpo nero ma ad una temperatura leggermente diversa.

Se si è in grado di isolare l'effetto SZ cinetico da quello termico, ad esempio misurando

la differenza di temperatura di brillanza quando l'effetto termico è nullo ( $\nu \approx 218$  GHz Figura 2.1), si può ricavare la componente di velocità dell'ammasso rispetto alla linea di vista. Queste misurazioni permettono di ottenere delle mappe di distribuzione delle velocità degli ammassi di galassie nell'Universo ad alto redshift.

I *survey* di ammassi di galassie nelle microonde permettono di mettere dei vincoli a questi parametri cosmologici (e.g Collaborazione Planck XXVII 2016).

## 2.2 Lo Spettro ai Raggi-X dei Nuclei Galattici Attivi

Nei primi tentativi di calcolare lo spettro delle sorgenti-X i risultati del problema (Equazione 1.18) infinito e omogeneo (applicabile alla Cosmologia) furono applicati ingenuamente al caso di nubi di plasma spazialmente limitate dove si tien conto della distribuzione dei fotoni rispetto al tempo di fuga dalla sorgente. I fotoni in queste nubi subiscono diversi numeri di collisioni prima di “fuggire”, con degli effetti determinanti sulla forma dello spettro di radiazione prodotto dalla Comptonizzazione e che emerge dal plasma stesso.

Degli importanti avanzamenti in questo campo arrivarono scoprendo che lo spettro di radiazione formato dalla Comptonizzazione dei fotoni a bassa frequenza in un plasma caldo e all'equilibrio termodinamico può essere descritto da una legge di potenza. Quindi un tale spettro può essere dovuto ad un plasma termico e si può evitare di andare a cercare meccanismi di accelerazione delle particelle relativistiche con una distribuzione di energie a legge di potenza (e.g Radiazione di Sincrotrone).

Ad esempio si trovò che la Comptonizzazione da parte di elettroni maxwelliani può spiegare lo spettro a legge di potenza osservato nei Nuclei Galattici Attivi (AGN).

Il plasma che fluisce dallo spazio circostante verso un buco nero avrà un momento angolare pronunciato; quindi non cadrà radialmente ma ad una certa distanza dalla massa centrale formerà un disco gassoso (d'accrescimento) e la materia cadrà spiraleggiando. L'energia gravitazionale rilasciata riscaldere il disco: questo appena descritto è un meccanismo efficiente per la produzione di energia; è stato previsto teoricamente che circa il dieci per cento della massa viene convertita in radiazione. Questa dovrebbe essere la sorgente di fotoni negli AGN.

Tuttavia i dischi di accrescimento negli AGN devono essere relativamente freddi (Ghisellini, 2013) con  $kT_e \approx 1\text{keV}$  e ad essi si attribuisce l'emissione continua e in riga nell'ottico, Ultravioletto (UV) e raggi-X *soft* ( $0.5 < h\nu < 10\text{ keV}$ ). Quindi l'emissione ad alte energie  $h\nu > 10\text{ keV}$  (raggi-X *hard* e raggi- $\gamma$ ) deve essere causata da un ulteriore fenomeno non limitato solo alla presenza di materia in accrescimento. Nella Figura (2.2) è esemplificato lo spettro-X degli AGN (non oscurati), il quale presenta:

- emissione quasi-termica nei raggi-X *soft* attribuita al disco d'accrescimento;
- una legge di potenza con indice spettrale  $\alpha \approx -1$  (Equazione 2.9) e con un *cut-off* esponenziale a  $\approx 40\text{-}300\text{ keV}$ ;
- la riga  $K\alpha$  del Ferro a  $\approx 6.4\text{ keV}$ ;
- un picco a  $\approx 30\text{ keV}$ .

La legge di potenza dovrebbe essere dovuta alla Comptonizzazione della radiazione del disco di accrescimento da parte di elettroni liberi e caldi e questa struttura è chiamata

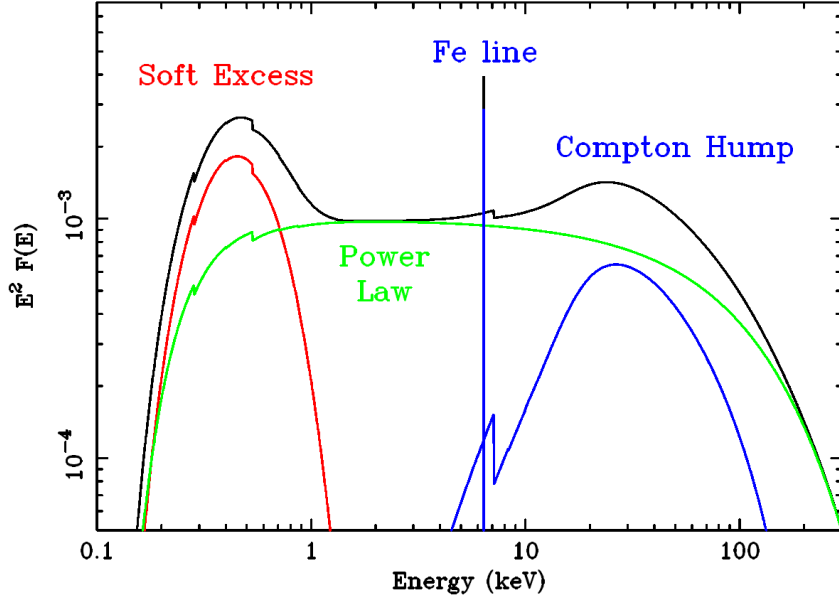


Figura 2.2: Le principali componenti dello spettro-X di un AGN non oscurato: emissione quasi-termica a raggi-X *soft* (eccesso) dal disco di accrescimento (rosso); legge di potenza dei fotoni del disco diffusi dalla Corona (verde); picco in riflessione e riga in emissione del ferro dovuti alla riflessione della radiazione della Corona da parte del disco (blu) (tratta da Fabian e Miniutti, 2005).

Corona-X. L'origine della Corona, più calda del disco, è ancora oggetto di ricerca ma si sospetta che i campi magnetici nelle regioni nucleari abbiano un ruolo nel suo riscaldamento.

Per  $kT_e \ll mc^2$ ,  $\tau_T \gg 1$  e nel caso ultra-relativistico  $kT_e \gg mc^2$ ,  $\tau_T < 1$ , gli spettri sono descritti da espressioni analitiche. Tuttavia in un plasma lievemente relativistico  $kT_e \sim mc^2$  è difficile trattare il problema analiticamente: lo spettro può essere ottenuto ad esempio con il Metodo Monte-Carlo (Pozdyakov et al. 1983).

Inoltre ipotizzando che la Corona emetta isotropicamente allora la sua radiazione illuminerà il disco provocando la serie di fenomeni:

- a basse energie ( $h\nu < 10$  keV) l'assorbimento foto-elettrico da parte dei metalli non completamente ionizzati;
- ad energie intermedie ( $10 < h\nu < 40$  keV) i fotoni subiscono scattering e vengono diffusi anche verso la linea di vista;
- ad alte energie ( $h\nu > 40$  keV) lo scattering diventa sempre meno efficiente (regime di Klein-Nishina, Equazione 1.25): la radiazione penetrerà più a fondo nel gas del disco prima di subire urti per scattering risultando in una perdita di energia della radiazione riflessa a causa del conseguente e ulteriore assorbimento foto-elettrico.

Pertanto lo spettro presenterà un picco (*Compton Hump*) dovuto alla riflessione alla frequenza dove gli effetti della sezione d'urto di Klein-Nishina e l'assorbimento sono trascurabili.

Tornando alla legge di potenza, Sunyaev e Titarchuk (1980) hanno risolto la seguente equazione di Kompaneets stazionaria (Equazione 1.18) ( $\partial n / \partial y = 0$ )

$$\frac{1}{\tilde{x}^2} \frac{d}{d\tilde{x}} \tilde{x}^4 \left( \frac{dn}{d\tilde{x}} + n \right) = \gamma n - \frac{\gamma f(\tilde{x})}{\tilde{x}^3}. \quad (2.7)$$



Nel membro di destra si tien conto della diffusione dei fotoni fuori dalla sorgente spazialmente limitata ( $\gamma n$ ) e della sorgente di fotoni con spettro  $f(\tilde{x})$  nella nube.

Se  $\nu \gg \nu_0$  ( $\nu_0 \ll kT_e/h$  è la frequenza caratteristica della fonte di fotoni) il flusso ha la soluzione

$$F_\nu(\tilde{x}) = \text{cost. } \tilde{x}^3 e^{-\tilde{x}} \int_0^\infty t^{\alpha-1} e^{-t} \left(1 + \frac{t}{\tilde{x}}\right)^{\alpha+3} dt \quad (2.8)$$

Per  $\tilde{x} \ll 1$  si ottiene uno spettro a legge di potenza

$$F_\nu(\tilde{x}) \propto \tilde{x}^\alpha \quad (2.9)$$

mentre per  $\tilde{x} \gg 1$ , la distribuzione di Wien

$$F_\nu(\tilde{x}) \propto \tilde{x}^3 e^{-\tilde{x}}. \quad (2.10)$$

Nell'Equazione (2.9) l'indice spettrale predetto risulta

$$\alpha = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \gamma} \quad (2.11)$$

dove per un plasma a simmetria sferica

$$\gamma = \frac{\pi^2}{3} \frac{mc^2}{\left(\tau_T + \frac{2}{3}\right)^2 kT_e}, \quad (2.12)$$

dove  $\tau_T$  è calcolata dal centro della nube al suo bordo.

Per una geometria a disco invece

$$\gamma = \frac{\pi^2}{12} \frac{mc^2}{\left(\tau_T + \frac{2}{3}\right)^2 kT_e}, \quad (2.13)$$

dove  $\tau_T$  è calcolata dal centro alla superficie del disco.

Quindi potenzialmente, confrontando le osservazioni con i modelli teorici si può ottenere la temperatura elettronica e la profondità ottica della sorgente.

Pozdyakov et al.(1983) danno esempi di sorgenti di raggi-X, come quello dell'AGN 3C 273 in Figura (2.3). In questo esempio la nube di plasma è un disco e sono mostrate le curve analitiche nell'Equazione (2.8) per tre valori di  $kT_e$  e  $\tau_T$ . Si osserva l'inizio della formazione del picco di Wien per  $\tau_T$  che aumenta. È presente chiaramente uno spettro a legge di potenza fino a  $h\nu \approx kT_e$ , poi un *cut-off* esponenziale. Spettri simili sono stati osservati per sorgenti con Stelle di Neutroni o Buchi Neri con osservazioni da parte dei telescopi spaziali XMM-newton e INTEGRAL (rispettivamente nella banda-X e nella banda- $\gamma$ ).

## 2.3 Il Modello Standard di Unificazione delle Galassie Seyfert

Gli effetti di orientazione hanno sicuramente un impatto sulle proprietà osservate in un AGN. Le Galassie Seyfert sono galassie a spirale con un nucleo particolarmente brillante al cui interno è presente un AGN. Sono di due tipi, Tipo 1 e Tipo 2, a seconda che il

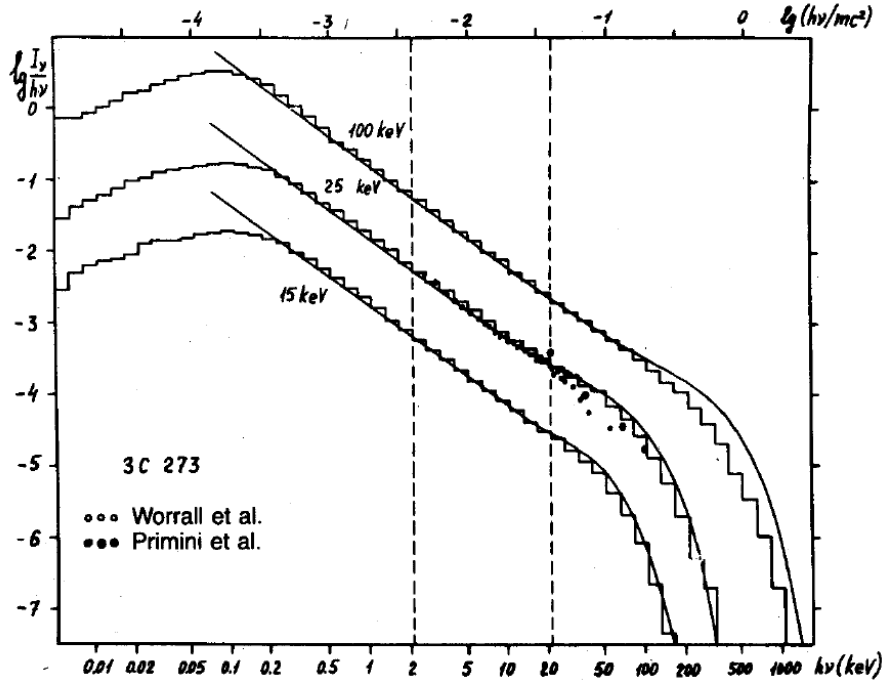


Figura 2.3: Simulazione Monte-Carlo dello spettro-X dell'AGN 3C 273. Le curve continue mostrano l'Equazione (2.8) per diversi valori di  $kT_e$ . Si assume una nube a disco con  $\tau_T = 2.36$ , per la curva più in alto e  $\tau_T = 3.08$  per la curva più in basso. Ai modelli sono sovrapposti i dati delle osservazioni (tratta da Pozdnyakov et al. 1983).

loro spettro ottico presenti o meno componenti larghe nelle righe permesse. È emblematico il caso della galassia NGC 1068 (archetipo delle Seyfert 2), una vicina galassia a spirale; essa fu studiata da Antonucci e Miller (1985) i quali notarono che osservando le regioni nucleari della sorgente in luce polarizzata apparivano nello spettro delle righe in emissione larghe che non erano presenti quando veniva analizzata la luce totale. I due proposero allora un modello (Figura 2.4) per cui le regioni che emettono le righe larghe (*Broad Line Regions* BLR; *full width at half maximum* FWHM  $\geq 2000 \text{ km s}^{-1}$ ) sono oscurate da gas e polveri nei pressi del nucleo (ad esempio distribuiti uniformemente su un toro oppure presenti in maniera grumosa), opachi ad esse; queste strutture permettono di vedere le BLR assieme all'emissione Blu ed UV del disco d'accrescimento in luce non polarizzata solo quando non le oscurano (il continuo ottico-UV è visibile in luce non polarizzata anche negli AGN oscurati ma fortemente assorbito).

Invece, le righe strette provengono da regioni (*Narrow Line Regions* NLR; FWHM  $< 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) estese ( $\approx 100\text{pc}$ ), situate di gran lunga più lontane dal nucleo che le BLR in modo tale che da ogni angolo di vista la loro radiazione non intercetti il toro e venga quindi osservata.

Se infine tra la BLR oscurata e la NLR son presenti elettroni liberi questi faranno Scattering Thomson con i fotoni della BLR, diffondendoli in tutte le direzioni e soprattutto polarizzandoli. Osservando quindi l'AGN lungo una linea di vista che intercetta il toro si rileva anche la radiazione delle BLR polarizzata dalla nube di elettroni liberi e questa, idealmente, avrà il massimo grado di polarizzazione (la morfologia dell'emissione radio suggerisce che per le galassie Seyfert 2 l'angolo di polarizzazione massima è perpendicolare all'asse di simmetria dell'AGN; in realtà si osserva polarizzazione di solo qualche punto percentuale).

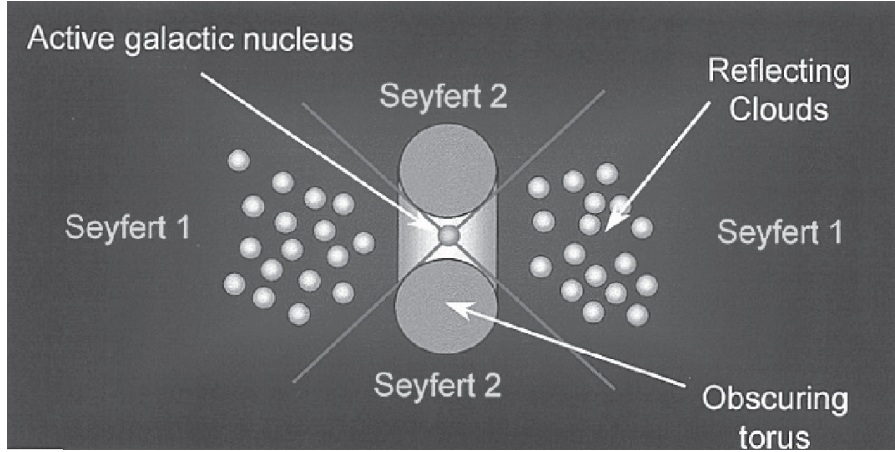


Figura 2.4: Schema del modello unificato per le galassie Seyfert 1 e Seyfert 2. Le regioni nucleari contengono la sorgente di radiazione continua e le BLR che possono essere osservate come luce diffusa se la linea di vista è molto inclinata rispetto all'asse della regione oscurante (tratta da Longair, 2011).

L'idea di Antonucci e Miller implica un modello unificante delle Galassie Seyfert a seconda degli effetti di orientazione: si pensa quindi che si osservano oggetti molto simili ma disposti nello spazio in modo tale che il loro spettro possa risultare diverso a seconda del punto di osservazione; ossia i modelli unificanti per orientazione chiedono che l'AGN sia fatto in modo tale che la sua radiazione non sia isotropa nello spazio. Le galassie Seyfert 2 hanno generalmente uno spettro-X *soft* fortemente assorbito: questa caratteristica può essere attribuita alla presenza del toro lungo la linea di vista. Inoltre si può imputare al materiale oscurante anche l'emissione di corpo nero che si osserva nell'Infrarosso ( $T_r \approx 2000\text{K}$ ). Queste ed altre evidenze osservative rafforzano lo schema di unificazione di Antonucci e Miller.

L'interazione della radiazione-X proveniente dalla Corona con il toro produce una caratteristica spettrale analoga al *Compton Hump* dovuto al disco d'accrescimento. L'importanza dell'assorbimento dipende dall'abbondanza dei metalli lungo la linea di vista ed è generalmente parametrizzata da  $N_H$  la densità di colonna di Idrogeno, misurata in  $\text{cm}^{-2}$ . La profondità ottica per scattering è data in questo caso da

$$\tau_T = \sigma_T N_H \quad (2.14)$$

e si classificano gli AGN come *Compton-Thick* (CT) quando  $\tau_T \geq 1$  (i.e. mezzo oscurante opaco all'effetto rinculo degli elettroni), ossia  $N_H \geq 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ . Gli AGN-CT sono stati individuati come una componente della Radiazione di Fondo ai Raggi-X (XRB, X-Ray Background; i.e. la radiazione-X integrata su tutto il cielo) capace di giustificare il picco a  $h\nu \approx 30\text{keV}$  che si ottiene dai modelli di sintesi della XRB (Gilli et al. 2007).

# Bibliografia

- Ahiezer A. I., Berestetskii V. B., 1965, Quantum electrodynamics. Wiley Interscience, New York
- Antonucci R. R. J., Miller J. S., 1985, *The Astrophysical Journal*, 297, 621
- Carlstrom J. E., Holder G. P., Reese E. D., 2002, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 40, 643
- Cimatti A., Fraternali F., Nipoti C., 2019, *Introduction to Galaxy Formation and Evolution: From Primordial Gas to Present-Day Galaxies*. Cambridge University Press, Cambridge
- Fabian A. C., Miniutti G., 2005, The X-ray spectra of accreting Kerr black holes. In: Wiltshire, D.L., Visser, M., Scott, S.M. (eds.) *Kerr Spacetime: Rotating Black Holes in General Relativity*. Cambridge University Press, Cambridge
- Ghisellini G., 2013, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*. Vol. 873, Springer International Publishing, Heidelberg
- Gilli R., Comastri A., Hasinger G., 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 463, 79
- Kompaneets A. S., 1956, *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 31, 876
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, Cambridge
- Planck Collaboration XXVII 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 594, A27
- Pozdnyakov L. A., Sobol I. M., Syunyaev R. A., 1983, *Soviet Scientific Reviews, Section E: Astrophysics and Space Physics Reviews*, 2, 189
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 2004, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, Weinheim
- Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., 1980, *Astronomy & Astrophysics*, 86, 121
- Zeldovich Y. B., Sunyaev R. A., 1969, *Astrophysics & Space Science*, 4, 301