

Natália Fernanda de Souza Andrade

**Radiação ciclotron e síncrotron em discos de acreção de  
objetos compactos.**

Monografia apresentada para a conclusão do  
curso de Eletromagnetismo II-2017-1.

Prof. Dr. Luis Raul Weber Abramo

Universidade de São Paulo - USP  
São Paulo

2017



# Sumário

	<b>Lista de ilustrações</b> . . . . .	<b>4</b>
	<b>Resumo</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>1</b>	<b>Introdução</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Movimento de um elétron em um campo magnético</b> . . . . .	<b>6</b>
2.1	Radiação cíclotron . . . . .	7
2.2	Radiação síncrotron . . . . .	8
2.2.1	O espectro contínuo da radiação síncrotron . . . . .	9
<b>3</b>	<b>A radiação cíclotron e síncrotron no espectro de um blazar</b> . . . . .	<b>11</b>
3.1	A emissão ciclo-síncrotron . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Conclusão</b> . . . . .	<b>14</b>
	<b>Referências</b> . . . . .	<b>15</b>

## Lista de ilustrações

- Figura 1 – Distribuição angular da radiação gerada a partir de uma partícula carregada em órbita circular imersa em um campo magnético. Na figura da esquerda, está representada a distribuição para partículas com velocidades muito baixas ( $v \ll c$ ), as quais emitem radiação cíclotron. Já a figura à direita, representa a distribuição para velocidades próximas à velocidade da luz ( $v \sim c$ ). Tais partículas já se encontram no regime síncrotron. Retirado de Zangwill (2012). . . . . 7
- Figura 2 – Representação do espectro da radiação cíclotron. Nota-se a presença de um pico central na exata frequência da órbita. Os demais picos são mais fracos e ocorrem nos harmônicos da frequência fundamental. Retirado de Kalomeni, Pekünlü & Yakut (2005). . . . . 8
- Figura 3 – Espectro da radiação síncrotron como uma função de  $x = \omega/\omega^*$ . Nota-se que o espectro comporta-se como uma função de Bessel, conforme demonstrado nas equações acima. Figura retirada de Condon & Ransom (2010). . . . . 11
- Figura 4 – Gráfico obtido por Rueda-Becerril, Mimica & Aloy (2017) ao aplicar um mecanismo híbrido para explicar o espectro dos blazares. O  $\chi$  é a razão entre a frequência do fóton emitido e a frequência de giro  $\nu_b$ . Nota-se que conforme a energia do fóton aumenta, o espectro passa de discretizado (regime cíclotron) para um contínuo (regime síncrotron). As linhas tracejadas mostram o espectro levando-se em consideração apenas a radiação síncrotron. . . . . 13

## Resumo

Partículas carregadas imersas em um campo magnético emitem radiação. Tal emissão constitui-se como um importante mecanismo para o entendimento de diversos fenômenos físicos e astrofísicos. No presente trabalho, foi realizado um breve resumo teórico sobre dois tipos específicos de radiação: a radiação cíclotron e a radiação síncrotron, as quais descrevem, respectivamente, a emissão de partículas com velocidades baixas e no limite ultrarelativístico. Além disso, é apresentado um modelo que explicita a radiação de um blazar a partir da aplicação de ambos os mecanismos supracitados.

**Palavras chave:** Radiação síncrotron, Radiação cíclotron, Espectro, Partículas carregadas.

# 1 Introdução

Uma partícula carregada, quando na presença de um campo magnético, possui uma órbita circular. Neste cenário, a força de Lorentz passa a atuar, acelerando a partícula. Tal aceleração, por sua vez, ocasiona a emissão de radiação eletromagnética. No presente trabalho, iremos estudar dois casos particulares deste fenômeno: a radiação cíclotron e síncrotron. A diferença entre estas radiações reside na energia dos fótons liberados. Enquanto na radiação cíclotron, há a emissão do menor quantum de energia, ou seja, a transição possui um momento angular de  $\Delta L = \hbar$ , a radiação síncrotron apresenta valores de momento angular muito maiores,  $\Delta L \gg \hbar$ , o que indica que sua emissão é composta de fótons com altíssimas energias (Monreal, 2016). Assim, podemos concluir que a diferença física entre essas radiações está na natureza da partícula. A teoria cíclotron leva em conta a radiação produzida pela atuação de um campo magnético sobre uma partícula não relativística, já na teoria síncrotron a partícula é tratada como relativística.

Esses mecanismos de emissão são observados em diversos objetos e fenômenos encontrados na natureza, como a emissão de AGN's, remanescentes de supernova e fontes de emissão de rádio extragalácticas, de tal forma que o estudo dessas radiações revela diversas características físicas do objeto de estudo e constitui-se como um importante ramo na física moderna.

Neste trabalho, faremos uma breve descrição teórica destes mecanismos, com um enfoque particular na teoria síncrotron, além de apresentar uma aplicação destes mecanismos na astrofísica moderna.

## 2 Movimento de um elétron em um campo magnético

Supondo um campo magnético uniforme ( $B$ ) e uma partícula de massa  $m_0$ , carga  $e$  e velocidade  $v$ , temos que:

$$m_0 \frac{d}{dt}(\gamma v) = m_0 \gamma \frac{dv}{dt} + m_0 \gamma^3 v \frac{(v \cdot a)}{c^2}, \quad (1)$$

onde  $\gamma$  representa o fator de Lorentz,  $\gamma = (1 - v \cdot v / c^2)^{-1/2}$ . Sabendo que a equação de movimento pode ser escrita como  $m_0 \frac{d}{dt}(\gamma v) = e(v \times B)$  e que em um campo magnético a aceleração,  $a$ , é sempre perpendicular à velocidade, temos que  $a \cdot v = 0$ . Logo,

$$m_0 \gamma \frac{dv}{dt} = e(v \times B), \quad (2)$$

onde se  $v$  for paralelo a  $B$ ,  $v // B$ , a aceleração é nula e, se  $v$  for perpendicular ao campo magnético,  $v \perp B$ , a aceleração é máxima.

A partícula possui uma órbita espiral ao redor das linhas de campo, sendo o ângulo entre o movimento da partícula e o campo magnético (*pitch angle*),  $\theta$ , dado por

$\tan\theta = v_{\perp}/v_{\parallel}$ . A frequência da partícula nesta órbita, denominada girofrequência, é dada por:

$$\nu_g = \frac{eB}{2\pi\gamma m_0}. \quad (3)$$

Quando uma partícula emite radiação, é necessário que haja perda de energia. A quantidade de energia perdida pode ser calculada se substituirmos a [Equação 2](#) na fórmula da taxa de radiação de um elétron relativístico ([Equação 4](#)). Como a aceleração é sempre perpendicular à velocidade, temos que  $a_{\parallel} = 0$ . Assim, obtemos:

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right) = \frac{\gamma^4 e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} |a_{\perp}|^2 \Rightarrow -\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right) = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m_0^2} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \sin^2\theta, \quad (4)$$

a qual pode ser escrita, de forma mais compacta, como:

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \sin^2\theta, \quad (5)$$

sendo  $\sigma_T$  é a seção de choque do espalhamento Thompson e  $U_{mag}$  a densidade de energia magnética ([Padmanabhan, 2000](#)).

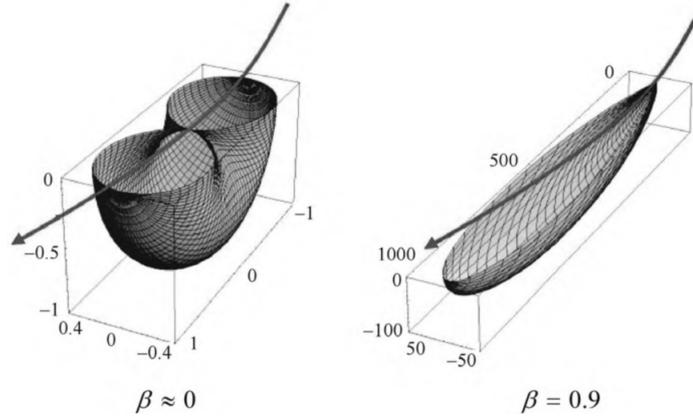


Figura 1 – Distribuição angular da radiação gerada a partir de uma partícula carregada em órbita circular imersa em um campo magnético. Na figura da esquerda, está representada a distribuição para partículas com velocidades muito baixas ( $v \ll c$ ), as quais emitem radiação cíclotron. Já a figura à direita, representa a distribuição para velocidades próximas à velocidade da luz ( $v \sim c$ ). Tais partículas já se encontram no regime síncrotron. Retirado de [Zangwill \(2012\)](#).

## 2.1 Radiação cíclotron

No caso não relativístico, temos  $v \ll c$  e, conseqüentemente,  $\gamma = 1$ . Logo, substituindo  $\gamma$  nas equações [3](#) e [5](#), obtemos, para a radiação cíclotron, as seguintes propriedades:

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right) = \frac{2\sigma_T}{c} U_{mag} v_{\perp}^2, \quad (6)$$

e a girofrequência passa a ser dada por  $\nu_g = eB/2\pi m_0c$ .

A emissão cíclotron ocorre exatamente na frequência da órbita ( $\nu = eB/2m_0c$ ) e seu espectro é definido por um pico na frequência fundamental e as demais linhas, mais fracas, ocorrem nos harmônicos. Estes harmônicos são frutos de imperfeições no ambiente, como a não-uniformidade do campo magnético, o que também causa o alargamento das linhas espectrais. Além disso, a luminosidade causada pela radiação cíclotron está intrinsicamente relacionada ao ângulo de visão; quando observamos na direção das linhas de campo, o brilho óptico atinge seu mínimo devido à anisotropia da radiação cíclotron (Kalomeni, Pekünlü & Yakut, 2005). Tais propriedades são apresentadas na Figura 2.

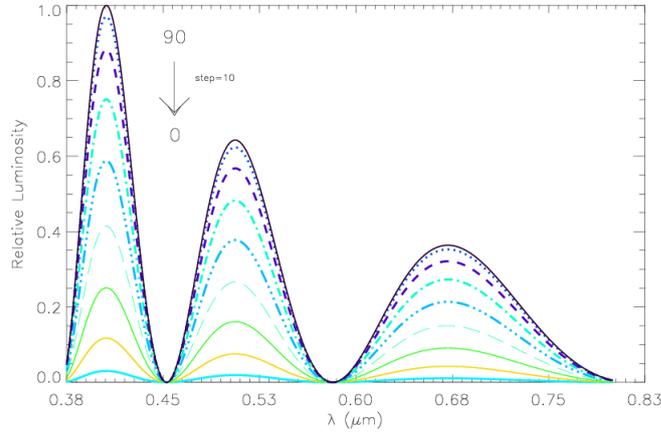


Figura 2 – Representação do espectro da radiação cíclotron. Nota-se a presença de um pico central na exata frequência da órbita. Os demais picos são mais fracos e ocorrem nos harmônicos da frequência fundamental. Retirado de Kalomeni et al. (2005).

## 2.2 Radiação síncrotron

Conforme evidenciado na Figura 1, na radiação síncrotron a luz é emitida na forma de um feixe estreito tangente à órbita da partícula, de forma que um observador distante vê apenas pulsos de luz em intervalos periódicos de tempo. O campo elétrico deste pulso pode ser obtido a partir do campo magnético de Liénard-Wiechert (Zangwill, 2012):

$$E_{rad}(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \beta) \times \dot{\beta})}{cg^3R} \right]_{ret}, \quad (7)$$

onde  $\beta$  é a razão entre a velocidade da partícula e a velocidade da luz, e pode ser definido em função do parâmetro  $\gamma$  da seguinte forma:  $\beta \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ , quando  $\gamma \gg 1$ .

Supondo que a partícula está em uma órbita de raio  $a$ , onde  $r \gg a$ , temos que a distância  $R$  é definida como:

$$\begin{aligned} R(t_{ret}) &= |r - r_0(t_{ret})| \sim r - a \cos\theta \sin(\omega_0 t_{ret}), \\ r_0(t_{ret}) &= a[1 - \cos(\omega_0 t_{ret})]\hat{x} + a \sin(\omega_0 t_{ret})\hat{z}, \end{aligned} \quad (8)$$

onde  $\omega_0$  denota a frequência angular e  $t_{ret}$  representa o tempo retardado e é definido como  $t_{ret} = t - R(t_{ret})/c$ . Derivando o tempo no tempo retardado e sabendo que  $\beta$  pode ser escrito como  $\beta = a\omega_0/c$ , temos que:

$$g_{ret} = dt/dt_{ret} = 1 - \beta \cos\theta \cos(\omega_0 t_{ret}) = (1 - \beta \cdot \hat{n})_{ret}, \quad (9)$$

onde podemos fazer a seguinte aproximação devido ao fato de estarmos na zona radiativa:  $\hat{n}_{ret} \approx \hat{n} = \hat{r} = \sin\theta \hat{y} + \cos\theta \hat{z}$ . Expandindo  $g_{ret}$  em  $\theta$  e em  $t_{ret}$  ao redor de  $t_{ret} \sim 0$  e definindo  $\Theta = \frac{\theta}{\sqrt{2\epsilon}}$ , uma vez que a radiação é polarizada predominantemente no plano da órbita da partícula, onde  $\tau_{ret} = t_{ret} \frac{\omega_0 \gamma}{\sqrt{1+\Theta^2}}$ , obtemos:

$$g_{ret} \approx \epsilon(1 + \Theta^2)(1 + \tau_{ret}^2). \quad (10)$$

Finalmente, para obter o campo elétrico da radiação síncrotron em  $t_{ret} \sim 0$ , basta substituir a [Equação 9](#) no numerador da [Equação 7](#) e expandir o numerador em Taylor até segunda ordem em  $\theta$  e no tempo retardado e escrever o resultado em função das variáveis escalares  $\Theta$  e  $\tau_{ret}$ . Como estamos trabalhando em coordenadas esféricas, temos que  $\hat{x} \times \hat{n} = -\hat{\theta}$ . Assim, obtém-se que o campo elétrico para a radiação síncrotron quando  $t_{ret} \sim 0$ , é dado por:

$$E(\mathbf{r}, t) \approx \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega_0}{cr} \frac{1}{(1 + \Theta^2)^3} \frac{1}{(1 + \tau_{ret}^2)^3} \frac{1}{\epsilon^2} \left[ (1 - \tau_{ret}^2)(1 + \Theta^2)\hat{x} + 2\tau_{ret}\Theta\sqrt{1 + \Theta^2}\hat{\theta} \right] \quad (11)$$

### 2.2.1 O espectro contínuo da radiação síncrotron

Uma partícula movendo-se relativisticamente em um arco, emite radiação síncrotron em diversos comprimentos de onda. Sabendo que a largura angular do feixe de radiação é inversamente proporcional ao parâmetro  $\gamma$  ( $\Delta\theta = \frac{1}{\gamma}$ ) e definindo  $t(1)$  e  $t(2)$  como o momento em que o observador vê a parte dianteira e traseira do feixe, podemos obter o intervalo de tempo necessário para o feixe passar pelo observador ([Zangwill, 2012](#)):

$$\Delta t = \Delta t_{ret} dt/dt_{ret} = \frac{\Delta\theta}{\omega_0} (1 - \beta \cdot \hat{n})_{ret} \sim \frac{1}{\omega_0 \gamma^3} \quad (12)$$

Usando a [Equação 8](#) e  $\hat{r} = \sin\theta \hat{y} + \cos\theta \hat{z}$ , temos que o versor  $\hat{n}_{ret}$  na zona radiativa é:

$$\hat{n}_{ret} = \frac{a[\cos(\omega_0 t_{ret}) - 1]\hat{x} + r\sin\theta \hat{y} + [r\cos\theta - a\sin(\omega_0 t_{ret})]\hat{z}}{r - a\cos\theta \sin(\omega_0 t_{ret})}. \quad (13)$$

Supondo ângulos próximos à  $\theta = 0$  e  $t_{ret} \sim 0$ , podemos expandir a [Equação 13](#) até a primeira ordem em  $a/r$  e  $\theta$  e até a segunda ordem no tempo retardado, o que resulta em:

$$\hat{n}_{ret} \approx \frac{a}{r} \left[ -\frac{1}{2}\omega_0^2 t_{ret}^2 \hat{x} + \theta \omega_0 t_{ret} \hat{y} \right]. \quad (14)$$

Definimos, então, três novas variáveis, as quais serão utilizadas para reescrever o  $\hat{n}_{ret}$ :

$$\omega^* = \frac{3}{2}\omega_0\gamma^3, \quad \eta = 3\gamma^3(1 + \gamma^2\theta^2)^{-3/2}\omega_0t \quad e \quad \xi = \frac{\omega}{2\omega^*}(1 + \theta^2\gamma^2)^{3/2}. \quad (15)$$

Supondo  $\beta \approx 1$ , e substituindo  $\hat{n}_{ret}$  escrito em função de [Equação 15](#), obtemos o espectro da frequência na forma:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{4\pi^2c} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \left| \xi \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \left[ \frac{1}{2}\omega_0 t_{ret}^2 \hat{x} + \theta\omega_0 t_{ret} \hat{y} \right] \exp(i\xi\eta) \right|^2. \quad (16)$$

Após alguma álgebra, obtemos que:

$$\omega t_{ret} = \gamma^{-1} \sqrt{1 + \gamma^2\theta^2} \left[ \left( \sqrt{\eta^2 + 1} + \eta \right)^{1/3} - \left( \sqrt{\eta^2 + 1} - \eta \right)^{1/3} \right]. \quad (17)$$

Utilizando a [Equação 17](#) para a resolução da integral da [Equação 16](#), obtemos que o espectro angular de um único elétron em órbita circular imerso em um campo magnético é dado por:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3q^2\gamma^2}{4\pi^2c} \left( \frac{\omega}{\omega^*} \right)^2 (1 + \Theta^2) [(1 + \Theta^2)K_{2/3}^2(\xi) + \Theta^2 K_{1/3}^2(\xi)], \quad (18)$$

onde a função modificada de Bessel  $K_{2/3}$  é proveniente do campo elétrico paralelo ao plano de movimento da partícula, e a  $K_{1/3}$  resulta da componente perpendicular do campo elétrico. Integrando a [Equação 18](#) sobre todos os ângulos, obtém-se a fórmula final para a intensidade da radiação síncrotron:

$$I(\omega) = \frac{x}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sqrt{3}q^2\gamma}{c} \int_x^{\infty} d\xi K_{5/3}(\xi), \quad x = \frac{\omega}{\omega^*}. \quad (19)$$

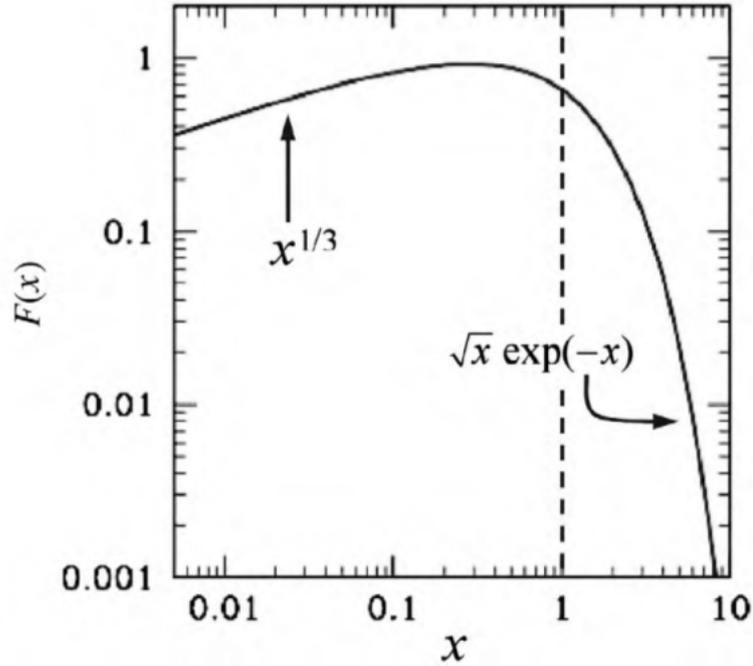


Figura 3 – Espectro da radiação síncrotron como uma função de  $x = \omega/\omega^*$ . Nota-se que o espectro comporta-se como uma função de Bessel, conforme demonstrado nas equações acima. Figura retirada de [Condon & Ransom \(2010\)](#).

### 3 A radiação cíclotron e síncrotron no espectro de um blazar

As radiações cíclotron e síncrotron podem ser usadas de forma complementar no que concerne à explicação da emissão de energia de objetos astrofísicos. [Rueda-Becerril et al. \(2017\)](#) fizeram uso de ambas as teorias para reproduzir o espectro de um blazar<sup>1</sup>, uma vez que apenas a emissão ultrarelativística síncrotron não explica, de forma acurada, o espectro destes objetos em baixas frequências. Para tal, supôs-se um fluxo cilíndrico, de forma que o problema reduziu-se à uma interação unidimensional entre duas cascas cilíndricas com seção reta de raio  $R$  e espessura  $\Delta R$ .

[Rueda-Becerril et al. \(2017\)](#) definiu a densidade numérica de partículas não térmicas<sup>2</sup> por unidade de tempo e fator de Lorentz como:

$$\frac{dn_{nth}}{dtd\gamma} = Q_0 \gamma^{-q} H(\gamma; \gamma_{min}^{nth}, \gamma_{max}^{nth}), \quad (20)$$

sendo  $q$  o índice de uma lei de potência,  $Q_0$  uma constante de normalização,  $\gamma_{min}^{nth}$  e  $\gamma_{max}^{nth}$  os limites superior e inferior do fator de Lorentz dos elétrons e  $H$  uma função que determina

<sup>1</sup> Corpo celeste que apresenta uma fonte compacta de energia e altamente variável.

<sup>2</sup> Partículas não térmicas (do inglês *non-thermal particles*) são partículas cujo espectro não pode ser descrito pela radiação de corpo negro. O mecanismo síncrotron é um dos mecanismos capazes de produzir esse tipo de radiação.

o intervalo da função. Quando o valor do parâmetro  $\gamma$  encontra-se entre os limites inferior e superior,  $H = 1$ . Caso contrário,  $H = 0$ . Além disso, definiu-se  $\gamma_{max}^{nth} = \left( \frac{3m_0^2 c^4}{4\pi a_{cc} e^3 B_s} \right)^{1/2}$ , o qual se obtém da igualdade entre a escala de tempo do resfriamento síncrotron e da rotação.

Por outro lado, a densidade numérica de partículas térmicas (radiação cíclotron) por unidade de tempo e fator de Lorentz segue a seguinte relação:

$$\frac{dn_{nth}}{dt d\gamma} = Q_{th} \frac{\gamma^2 \beta}{\Theta_e K_2(1/\Theta_e)} e^{-\gamma/\Theta_e}, \quad (21)$$

onde  $Q_{th}$  é o fator de normalização térmico,  $\gamma$  é o fator de Lorentz para os elétrons,  $\beta$  é a velocidade dos elétrons,  $\Theta_e$  é a temperatura adimensional dos elétrons ( $\Theta_e = k_B T / m_0 c^2$ ) e  $K_2(x)$  é a função de Bessel de segunda ordem modificada.

Rueda-Becerril et al. (2017) também assumiu a presença de dois campos magnéticos, um campo magnético estocástico ( $B_{est}$ ), o qual é gerado a partir das colisões das cascas e um segundo campo magnético macroscópico, proveniente da magnetização das cascas ( $B_{mac}$ ). O campo magnético total relaciona-se com os campos supracitados da seguinte maneira:

$$B = \sqrt{B_{est}^2 + B_{mac}^2}. \quad (22)$$

### 3.1 A emissão ciclo-síncrotron

O fato de incluir a radiação cíclotron no tratamento de espectros de blazar indica que elétrons de baixa energia também contribuirão, efetivamente, na emissão. A emissividade, portanto, assume a seguinte forma:

$$j_\nu = \frac{1}{4} \int_1^\infty d\gamma n(\gamma) P_\nu(\gamma), \quad (23)$$

sendo  $n(\gamma)$  a distribuição isotrópica dos elétrons e  $P_\nu(\gamma)$  a potência irradiada por um elétron com um fator de Lorentz  $\gamma$ . O fator de 1/4 provém da normalização angular da função de distribuição isotrópica das partículas. Neste caso, conforme explicitado na seção 2, os elétrons terão um movimento circular ao redor das linhas de campo magnético, sendo o ângulo entre este movimento e a direção do campo magnético definido como  $\theta$ .

A potência irradiada ( $P_\nu$ ) é então definida como:

$$P_\nu(\gamma) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 d\phi_\theta d\mu_\theta \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 d\phi d\mu \eta(\gamma, \nu, \theta), \quad (24)$$

onde  $\phi_\theta$  é o ângulo azimutal entre a velocidade das partículas e o campo magnético,  $\phi$  é o ângulo azimutal de emissão,  $\nu$  é o ângulo entre a direção do fóton emitido e o campo magnético,  $\mu_\theta = \cos\theta$  e  $\mu = \cos\nu$ . O parâmetro  $\eta$  é uma função dependente tanto do

ângulo de emissão quanto do *pitch angle*, além do parâmetro  $\gamma$ , definida da seguinte forma:

$$\eta_\nu(\gamma, \mu, \mu_\theta) = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{c} \sum_{m=1}^{\infty} \delta(y_m) \left[ \frac{(\mu - \mu\beta_\theta)^2}{1 - \mu^2} J_m^2(z) + \beta^2(1 - \mu_\theta^2) J_m'^2(z) \right], \quad (25)$$

onde  $y_m = \frac{m\nu_b}{\gamma} - \nu(1 - \beta\mu\mu_\theta)$ , sendo o subscrito  $m$  o índice do harmônico que está sendo calculado e  $\nu_b$  a girofrequência definida em seção 2. Dessa forma,  $\delta(y_m)$  indica que haverá apenas contribuição quando  $y_m = 0$ , o que acontece quando há a ressonância entre a frequência das partículas e da órbita. Quando a ressonância é atingida, uma maior contribuição na energia é observada. No regime cíclotron, ou seja, quando  $\beta \ll 1$ , os termos com  $m$  menores irão dominar a radiação emitida, originando um espectro semelhante à Figura 2. Já para elétrons ultrarelativísticos,  $\beta \sim 1$ , o regime síncrotron passa a ser dominante, e o espectro acaba tornando-se um contínuo, em concordância com a Figura 3.

Empregando um mecanismo híbrido, a partir da aplicação das equações explicitadas acima, Rueda-Becerril et al. (2017) obteve um espectro para a emissão do blazar, o qual utiliza a radiação cíclotron para energias baixas e a radiação síncrotron para altas energias. Tal espectro está representado na Figura 4.

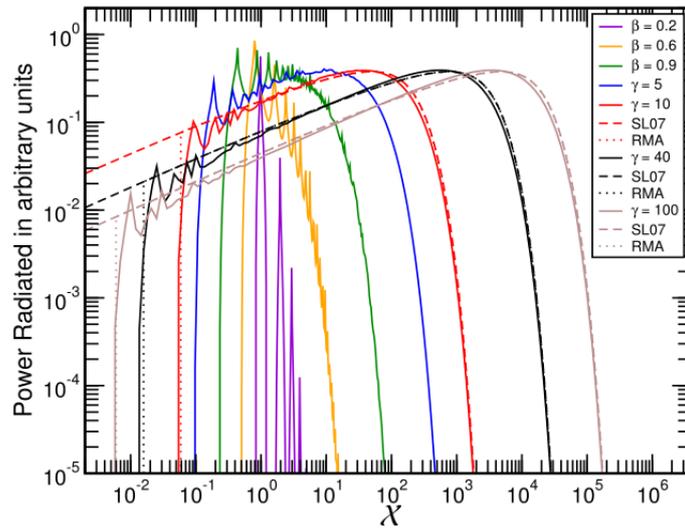


Figura 4 – Gráfico obtido por Rueda-Becerril et al. (2017) ao aplicar um mecanismo híbrido para explicar o espectro dos blazares. O  $\chi$  é a razão entre a frequência do fóton emitido e a frequência de giro  $\nu_b$ . Nota-se que conforme a energia do fóton aumenta, o espectro passa de discretizado (regime cíclotron) para um contínuo (regime síncrotron). As linhas tracejadas mostram o espectro levando-se em consideração apenas a radiação síncrotron.

Na Figura 4, pode-se distinguir, claramente, as regiões dominadas pela radiação cíclotron

(aquelas com baixa energia) e as dominadas pela radiação síncrotron (com mais altas energias). Para valores de  $\beta$  pequenos, obteve-se uma distribuição discreta da potência irradiada, nos valores dos harmônicos, definidos pelo índice  $m$  (vide curva roxa no [Figura 4](#)). Já para valores de  $\beta$  maiores, a distribuição já é uma curva contínua. No entanto, a região de interesse é aquela onde ocorre a transição entre a parte do espectro dominada pela radiação cíclotron e a dominada pela radiação síncrotron. Nota-se que, inclusive, para partículas já no regime ultrarelativístico, as regiões de menor energia apresentam o que se assemelham à linhas de emissão sobre um espectro contínuo. Isso se deve ao fato de que nestas regiões, a radiação cíclotron ainda é de extrema importância, representando a radiação dominante na região de frequências mais baixas.

Uma outra informação que podemos inferir do gráfico obtido por [Rueda-Becerril et al. \(2017\)](#) é a natureza do erro na representação do espectro quando leva-se em consideração apenas a radiação síncrotron, representada no [Figura 4](#) pelas linhas tracejadas. Ao considerar apenas a radiação síncrotron, a potência irradiada acaba sendo superestimada, conforme evidenciado no gráfico. Tal superestimação é maior para baixas energias, mas perdura por todo o espectro.

## 4 Conclusão

A radiação cíclotron e síncrotron podem atuar, de maneira conjunta, para descrever fenômenos astrofísicos, como o espectro de radiação de um blazar. Isso se dá pois podemos entender a radiação cíclotron como o análogo para baixas energias da radiação síncrotron, e vice-versa. Tais mecanismos dependem fortemente do campo magnético ao qual a partícula está imerso e da velocidade da partícula, uma vez que a radiação síncrotron é utilizada para descrever a radiação de partículas ultrarelativísticas, ou seja, com velocidade de propagação próxima à velocidade da luz.

Estes mecanismos contituem-se ainda como um importante fonte de informações de diferentes objetos, uma vez que, devido ao seu comportamento conhecido, pode informar, de forma confiável, as características das partículas e do meio no qual elas estão inseridas.

No entanto, apesar da enorme importância da radiação síncrotron para o entendimento de objetos altamente energéticos, ela não é suficiente para descrever toda a extensão do espectro destes objetos, uma vez que, ainda que seu pico de emissão seja em altas energias, todos os comprimentos de onda serão emitidos.

## Referências

- Condon, J. & Ransom, S. (2010). Essential radioastronomy. [www.cv.nrao.edu/course/ast534/ERA.shtml](http://www.cv.nrao.edu/course/ast534/ERA.shtml).
- Kalomeni, B., Pekünlü, E. R., & Yakut, K. (2005). Cyclotron emission from accretion plasma columns in magnetic cataclysmic variable stars. *Astronomy & Astrophysics*, *439*(3), 823–833.
- Monreal, B. (2016). Single-electron cyclotron radiation. *Physics Today*, *69*(1), 70–71.
- Padmanabhan, T. (2000). *Theoretical Astrophysics: Volume 1, Astrophysical Processes*. Cambridge University Press.
- Rueda-Becerril, J. M., Mimica, P., & Aloy, M.-A. (2017). On the influence of a hybrid thermal-non thermal distribution in the internal shocks model for blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Zangwill, A. (2012). *Modern electrodynamics*. Cambridge University Press.