Akkretion & Akkretionsscheiben

Sphärische Akkretion, Eddington-Limit

Akkretionsscheiben:

- Drehmoment, Drehimpuls, Viskosität

Dünne Scheiben:

- Drehmoment, -impuls, Strahlungstransport

Stationäre Scheiben

- Erhaltungsgrößen, Leuchtkraft
- α-Parametrisierung, Turbulenz

Magneto-Rotations-Instabilität

Drehimpulstransport durch magnetische Scheibenwinde

ADAF ("Advection dominated accretion flow")

Dicke Scheiben, Tori

Scheibenspektrum

Sphärische Akkretion

Hydrodynamische, sphärisch symmetrische stationäre Akkretion

(Bondi 1952)

– Kontinuitätsgleichung: $\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$
  $\to$ radial-sphärische Massenakkretionsrate: $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$

– Bewegungsgleichung: $\rho \partial_t \mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \rho G M r^{-2}$
  $\to$ radial/konstant:
  $v(\mathrm{d}v/\mathrm{d}r) = -(1/\rho)(\mathrm{d}p/\mathrm{d}r) - GM/r^2$ $\qquad (*)$

– Integration zur Bernoulli-Gleichung (Energieerhaltung):

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{\mathrm{d}p'}{\rho(p')} - \frac{GM}{r} = \text{const.} \equiv E$$

– Annahme: polytropes Gasgesetz $p = K\rho^\gamma$
  $\to$ Schallgeschwindigkeit $a^2 \equiv dp/d\rho = \gamma p/\rho$

$$\to \frac{v^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} a^2 - \frac{GM}{r} = E = \frac{1}{\gamma - 1} a_\infty^2 \qquad (**)$$

– Bondi 1952:
  $\to$ Verschiedene Akkretionsraten $\dot{M}$
  $\to$ physikalisch verschiedene Lösungsklassen
  Hier: Akkretionslösung: v monoton ansteigend von $v = 0$ bei $r = \infty$ auf Freifall $v \to \sqrt{2GM/r^2}$ für $r \to 0$
  Frage: Welches ist die dazugehörige Akkretionsrate?

Umformung von (∗) und (∗∗):

$$\rightarrow \rho'/\rho + v'/v + 2/r = 0, \qquad vv' + a_s^2\rho'/\rho + GM/r^2 = 0$$

$\rightarrow v' = D_1/D, \quad \rho' = -D_2/D$
mit
$D_1 = (2a^2/r - GM/r^2)/\rho, \quad D_2 = (2v^2/r - GM/r^2)/v,$
$D = (v^2 - a_s^2)/\rho v$

daraus

- Stetige, monotone Lösung verbindet Singularitäten am "kritischen Punkt" $r = r_s$, an dem $D_1 = D_2 = D = 0$
  $\rightarrow v_s^2 = a_s^2 = GM/2r_s$ ($\rightarrow$ kritischer = sonischer Punkt)
  $\rightarrow v_s^2 = a_s^2 = 2a_\infty^2/(5-3\gamma), \qquad r_s = ((5-3\gamma)/4)GM/a_\infty^2$

daraus

- Mit $\rho = \rho_\infty(a/a_\infty)^{2/(\gamma-1)}$ folgt Massenflußrate:
  $\dot{M} = 4\pi\rho_\infty v_s r_s^2(a/a_\infty)^{2/(\gamma-1)} = 4\pi\lambda_s(GM/a_\infty^2)^2\rho_\infty a_\infty$
  mit Eigenwert $\lambda_s = 0.25$ für $\gamma = 5/3$
- Vergleich mit AGN:

$$\rho_\infty \sim 5 \times 10^{-27}\left(\frac{L}{10^{45}\mathrm{ergs}^{-1}}\right)\left(\frac{T}{10^4\mathrm{K}}\right)^{5/3}\left(\frac{\eta}{0.1}\right)^{-1}\left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right)^{-2}\mathrm{g/cm}^3$$

typische interstellare Dichten eher $10^{-24}\mathrm{g/cm}^3$

Akkretion – Eddington Limit

- Bisher: Strahlungsdruck vernachlässigt
- Aber: Massenakkretion $\rightarrow$ Energieerzeugung (Effizienz $\eta \simeq 0.1$) $\rightarrow$ Strahlungsdruck $\rightarrow$ “bremst” Akkretion

- Beschleunigung durch Strahlungsdruck: $g_{\rm rad} = \sigma_T L/4\pi m_p c r^2$ (Thomson-Wirkungsquerschnitt σ_T)

daraus

- Eddington-Leuchtkraft:

$$L_{\rm Edd} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} = 1.51 \cdot 10^{46} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right) \text{erg s}^{-1}$$

  (direkter Hinweis auf hohe Zentralmassen!)
- Kritische Akkretionsrate $\leftrightarrow$ Eddington-Leuchtkraft:

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\rm Edd} &= \frac{L_{\rm Edd}}{c^2\eta} \simeq 10^{26} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right) \left(\frac{\eta}{0.1}\right)^{-1} \text{g s}^{-1} \\ &\simeq 3 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right) \left(\frac{\eta}{0.1}\right)^{-1} M_\odot \text{yr}^{-1} \end{aligned}$$

- Zeitskala für Wachstum des BH (massenunabhängig):

$$\tau_{\rm Edd} = \frac{M}{\dot{M}_{\rm Edd}} \simeq 4 \times 10^8 \eta \frac{L_{\rm Edd}}{L} \text{yr}$$

Akkretionscheiben – Grundlagen

Problem der Akkretion: Drehimpuls-Transport/Austausch

Einfall von Material nur bei Abgabe von Drehimpuls:

(1) Vergleich der Zahlenwerte:

- Sonnensystem:
  Jupiter: 99% des Drehimpuls
  Sonne: 99% der Masse
- AGN: Spezifischer Drehimpuls $\tilde{l} \equiv r v_\phi$
- in galaktischer Scheibe: $\simeq 10^{30}\mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$
- schwarzes Loch $(10^8 M_\odot, a = 1)$: $\simeq 10^{23}\mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$

(2) Keplerorbits stabil, Drehimpulerhaltung $\rightarrow$ keine Akkretion

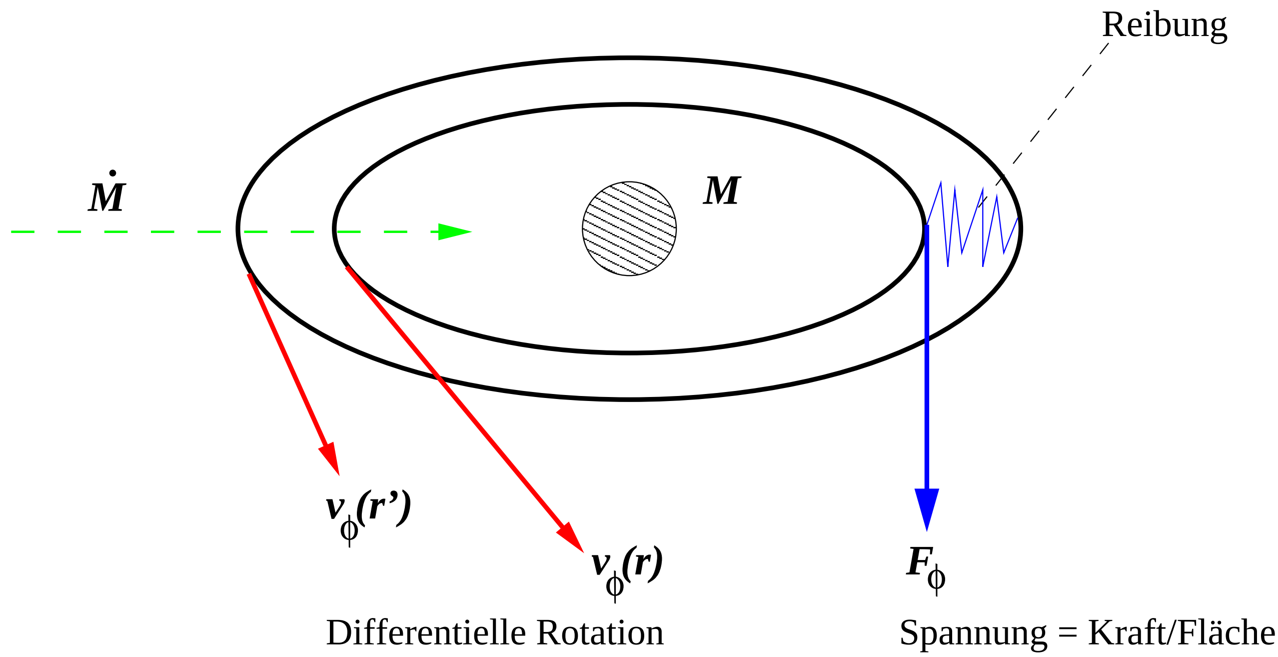
(3) Ausbildung einer rotierenden Scheibe:
Kollision einfallender Materieströme $\rightarrow$ Drehimpulsaustausch
$\rightarrow$ Bei jedem Radius: Material gleichen spez. Drehimpuls':
$\tilde{l} = \tilde{l}(r) = \sqrt{GMr}$ $\rightarrow$ gleiche Orbits, “Kepler-Scheibe”

(4) Drehimpulsaustausch in der Scheibe:
Kollision der Scheibenmaterie, “Reibung”
$\rightarrow$ Abgabe von Drehimpuls nach außen (?)
$\rightarrow$ Verkleinerung des Orbits, Akkretion:
Akkretionsrate: $\dot{M} = \mathrm{d}(\rho V)/\mathrm{d}t) = \overline{\rho} A \mathrm{d}r/\mathrm{d}t = 2\pi r h \overline{\rho} v_r$
(Scheibendicke $2h$, mittl. Dichte $\overline{\rho}$, Oberflächendichte $\Sigma = \overline{\rho} h$)
$\rightarrow$ Keplerscheibe: $v_\phi = r\Omega \simeq \sqrt{GM/r} \gg v_r$
$\rightarrow$ erforderliche Drehimpulsverlustrate:
$\dot{J} \simeq \dot{M}\tilde{l}(r_D) = \dot{M}\sqrt{GMr_D}$
(Scheibenaußenradius r_D)

Akkretionscheiben – Drehmoment/-impuls

Problem der Akkretion: Drehimpuls-Transport/Austausch

(5) Viskose Reibung:



$\rightarrow$ Spannung $|\mathbf{F}_\phi| = -t_{r\phi}$ (Spannung: Kraft/Fläche)
Visk. Spannungstensor: Transportrate: i-Impuls in j-Richtung:

$$t_{ij} = \rho\nu(\partial_{x_j} v_i + \partial_{x_i} v_j - (2/3)(\nabla \cdot \mathbf{v})\delta_{ij})$$

$\rightarrow$ Kinematischer Viskositätskoeffzient ν $\rightarrow$ Modell erforderlich!

$$t_{r\phi} = \rho\nu(\partial_r v_\phi - v_\phi/r) = \rho\nu r \partial_r \Omega(r)$$

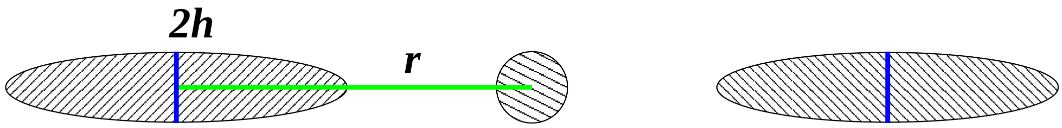
$\rightarrow$ Keplerscheibe: $t_{r\phi} = -(3/2)\rho\nu\Omega = -(3/2)\rho\nu\sqrt{GM/r^3}$
Drehmoment zwischen zwei Scheibenringen:

$$\mathcal{G} = \int r d\phi \int r t_{r\phi} dz = 2\pi r^3 \rho\nu\Sigma\partial_r\Omega$$

$\rightarrow$ Falls $\partial_r\Omega < 0$: $\rightarrow$ $\mathcal{G} < 0$
$\rightarrow$ Drehimpulstransport nach außen

Dünne Akkretionscheiben – Modell

Annahme: Scheibendicke $h \ll r$ (meist $h/r < 0.1$)



$\rightarrow$ Gravitationskraft $\perp$ Scheibe $F_{G,z} = m_p GMz/r^3$
$\rightarrow$ Teilchen mit $v = c_s$ kann $h \simeq rc_s/v_K$ erreichen
$\rightarrow$ $h/r \simeq c_s/v_K$
Bedingung für dünne Scheibe:

$$\frac{k_B T}{m_p c^2} \frac{r}{r_g} \ll 1$$

erfüllt wenn:
thermische $\ll$ potentielle Energie: $k_B T \ll m_p GM/r$
$\rightarrow$ "kühle" Scheibe (erfordert effziente Strahlungskühlung; ok für $k_B T > m_e c^2$)
Beispiel AGN:
Maximum der Scheiben-Leuchtkraft nahe am BH
$\rightarrow$ $L \simeq L(r_g) = \pi r_g^2 \sigma T^4$ (lokaler Schwarzkörper)

$$\rightarrow T \simeq 10^6 \mathrm{K} \left(\frac{L}{10^{46} \mathrm{erg\ s^{-1}}} \right)^{-1/4} \left(\frac{L}{L_{\mathrm{edd}}} \right)$$

$\rightarrow$ kühl im Vgl. zur Protonen-Ruheenergie $m_p c^2$ $\rightarrow$ 10^{13}K $\rightarrow$ Näherung der dünnen Scheibe in AGN gut erfüllt

Dünne Akkretionscheiben – Zeitentwicklung

Axialsymmetrische dünne Akkretionsscheibe: $h(r) \ll r$
→ Mittelung über vertikales Scheibenprofil
→ Oberflächendichte: $\Sigma \equiv \int \rho(r,z)dz$
→ "Scheibenhöhe": $h = \Sigma/2\overline{\rho}$
→ Hydrodynamisches Gleichungssystem:

$$\partial_r \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \mathbf{0} \qquad \text{(Massenerhaltung)}$$
$$\rho(\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}) + \nabla P + \rho \nabla \Phi = \nabla \cdot \mathbf{T} \qquad \text{(Impulserhaltung)}$$

Koordinaten entkoppelt ($v_z = 0$):

$$\partial_t \Sigma + (1/r)\partial_r(r\Sigma v_r) = 0 \qquad \text{(Massenerhaltung)}$$
$$r\partial_t(r^2\Sigma\Omega) + \partial_r(r^3\Sigma\Omega v_r) = (1/2\pi)\partial_r \mathcal{G} \qquad \text{(Drehimpulserhaltung)}$$

daraus:

Akkretionsgeschwindigkeit ($\sim$ Scherung und Viskosität):

$$v_r = \frac{\partial_r(r^3\nu\Sigma\partial_r\Omega)}{r\Sigma\partial_r(r^2\Omega)}$$

Zeitentwicklung der Oberflächendichte:

$$\partial_t\Sigma = -\frac{1}{r}\partial_r\left(\frac{\partial_r(r^3\nu\Sigma\partial_r\Omega)}{\partial_r(r^2\Omega)}\right)$$

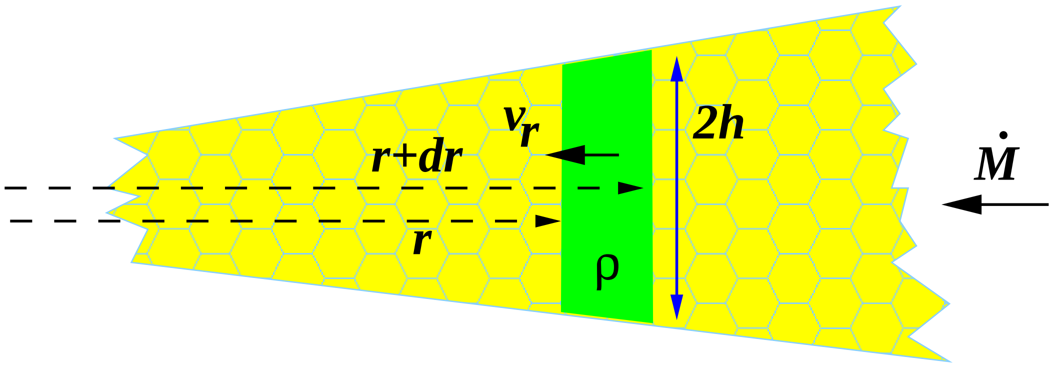
Modell für ν???
→ molekulare Viskosität viel zu klein
→ turbulente Viskosität $\nu = \alpha c_s h$ (Shakura & Sunyaev 1973)

Stationäre dünne Akkretionscheiben

Stationäre, axialsymmetrische dünne Akkretionsscheibe:

(1) Massenerhaltung $\rightarrow$ Akkretionsrate:
Aus

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r) = 0 \rightarrow \dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r = \text{konstant}$$



$(\dot{M} = \frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt}(\rho V) = \overline{\rho}\frac{dV}{dt} = \overline{\rho}A\frac{dr}{dt} = -2\pi r 2h \overline{\rho} v_r = -2\pi r \Sigma v_r)$

(2) Drehimpulserhaltung:
Integration der stationären Drehimpulsgleichung:

$$\rightarrow \frac{\dot{M}\Omega}{2\pi} + \frac{C}{r^2} = -\int t_{r\phi} dz$$

$C = -r^2\Omega(r_i)\dot{M}/2\pi$ bestimmt am Radius r_i mit $t_{r\phi}(r_i) = 0$
$\rightarrow$ z.B. Sternradius: Material ko-rotiert mit Stern
$\rightarrow$ z.B. Korotations-Radius stellarer Magnetosphären
$\rightarrow$ AGN: marginal stabiler Orbit um BH
Interpretation: C ist Drehimpulsfluß, Erhaltungsgröße

$$\rightarrow \frac{\dot{M}\Omega}{2\pi} R(r) = -\int t_{r\phi} dz, \qquad R(r) \equiv 1 - \left(\frac{r_i}{r}\right)^2 \frac{\Omega(r_i)}{\Omega(r)}$$

$\rightarrow$ Keplerscheibe: $R(r) = 1 - \sqrt{r_i/r}$
$\rightarrow$ radiales Profil $\leftrightarrow$ Viskosität/Turbulenzmodel
$\rightarrow$ $\dot{M}$, M geben benötigte Spannungen eindeutig vor

Dünne Akkretionscheiben – Energiebilanz

Stationäre, axialsymmetrische dünne Akkretionsscheibe:

(3) Energieerhaltung:
Akkretion → Energiegewinn aus potentieller Energie
→ (i) Orbitale kinetische Energie
→ (ii) Drehimpulstransport nach außen
→ (iii) Wärmeerzeugung durch viskose Reibung
Viskose Scherung erzeugt lokal Wärme Q mit Rate

$$\dot{Q} = \nu\Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 = \frac{\dot{M}\Omega^2}{2\pi} \left| \frac{d\ln\Omega}{d\ln r} \right| \left(1 - \left(\frac{r_i}{r} \right)^2 \frac{\Omega(r_i)}{\Omega(r)} \right)$$

(unabhängig von Viskosität)
Keplerscheibe:

$$\dot{Q} = \frac{3}{4\pi} \frac{GM\dot{M}}{r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_i}{r}} \right) = \dot{Q}^+$$

Bei sofortiger Abstrahlung in vertikale Richtung:
Totale Scheibenleuchtkraft (integriert von $r = \infty$ bis $r = r_i$):

$$L_{\text{tot}} = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{r_i}$$

(Faktor 1/2 nur für nicht-relativistische Scheiben)

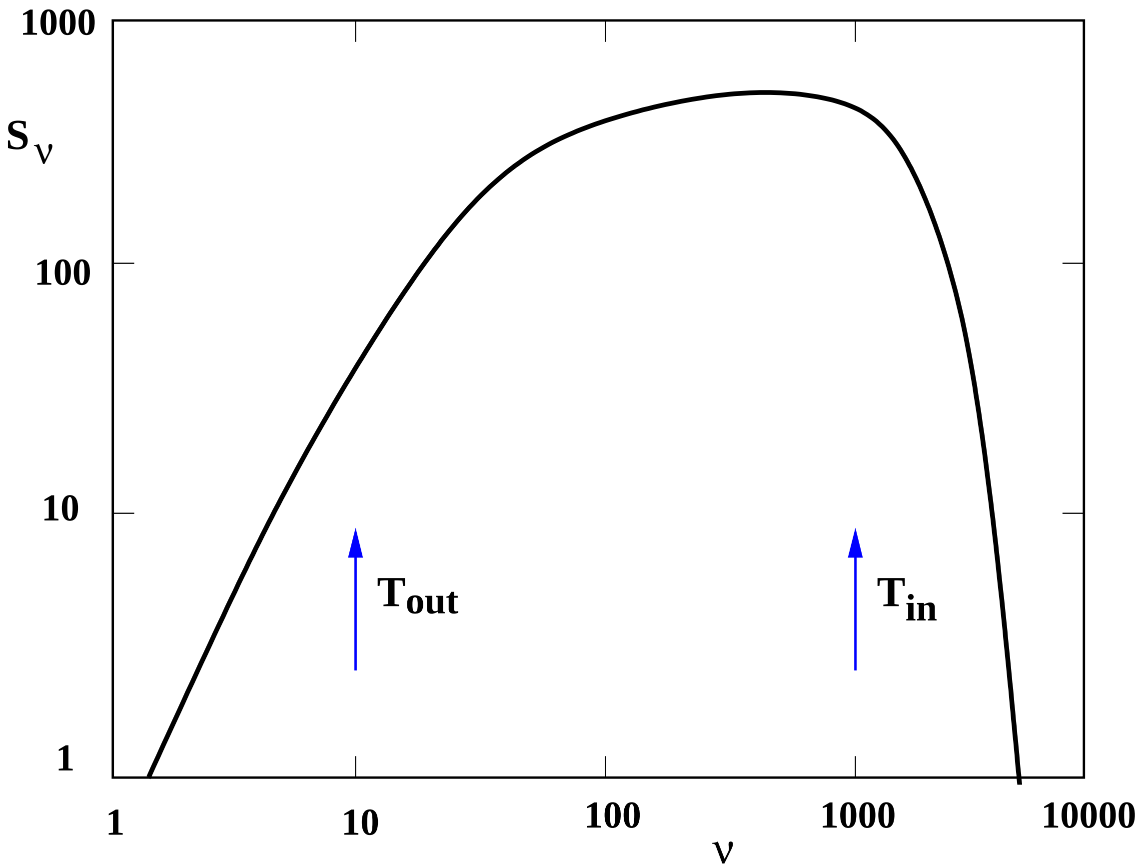
Dünne Akkretionscheiben – Spektrum

Stationäre, axialsymmetrische dünne Akkretionsscheibe:
Annahme: lokales thermisches Gleichgewicht (LTE)
Scheibenringe emittieren als Schwarzkörper: $\dot{Q}^- = 2\sigma T_s(R)^4$
Mit $\dot{Q}^+ = \dot{Q}^-$:

$$T_s = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3 \sigma}\left(1 - \sqrt{\frac{r_i}{r}}\right)\right)^{1/4} \sim r^{-3/4}$$

Integration von $F_\nu(T_s(r)) \sim \nu^3/(\exp(h\nu/kT_s(r)) - 1)$
ergibt das Scheibenspektrum:

$$S_\nu \sim \int_{r_i}^{r_{\rm out}} F_\nu(T_s(r)) 2\pi r dr$$



Scheibenspektrum als Funktion $S_\nu(T(r))$ (normierte Einheiten)
→ spektrale Beiträge der Scheibenringen mit $T(r)$
→ $S_\nu(\nu)$ und Vgl. mit Beobachtung

Akkretionscheiben – Turbulenzmodell

Turbulente Viskosität ermöglicht Drehimpulstransport/Akkretion
Abschätzung der Viskosität: $\nu \sim lv$
→ typische Geschwindigkeit v
→ typische Längenskala l

Molekulare Viskosität:

– $l \propto 10$ cm freie Weglänge der Moleküle

– $v \sim v_{\rm therm} \simeq 10^7$cm s^{-1} thermische Geschwindigkeit

→ viskose Zeitskala (Akkretion) $\tau_{\rm acc} \sim r_{\rm acc}^2/\nu \sim 10^{15}$ Jahre (für $r_{\rm acc} = 0.01$pc)!

Anomale Viskosität notwendig:
Modell von Shakura & Sunyaev (1973):
→ Turbulente Viskosität: Reibung turbulenter Zellen
→ $l < h$ Größe der Zellen
→ $v_t < c_s$ turbulente Geschwindigkeit subsonisch
→ Druck P charkterisiert alle Systemänderungen

$$\rightarrow \nu = \alpha c_s h, \qquad \alpha < 1, \qquad \rightarrow t_{r\phi} = -\alpha P$$

("α-Viskosität, α-Scheiben, α-Parametrisierung")
In der Scheibenmodellierung meist $0.001 < \alpha < 1$ ("Beobachtungswert"; aber auch Ausnahmen → ADAF)
"Berechnung" von α mit Hilfe numerischer Simulationen
→ $\alpha \simeq 0.01$ klein; manchmal negativ (→ Drehimpuls nach innen)

Anwendung der α-Parametrisierung:
Löse Scheiben-Strukturgleichungen Shakura & Sunyaev (1973):

$\Sigma = \int \rho dz \simeq 2h\rho, \qquad \dot{M} = 2\pi r \Sigma v_r, \qquad (\dot{M}\Omega/2\pi)R(r) = -\int t_{r\phi} dz$
$L_{\text{tot}} = \frac{1}{2}\frac{GM\dot{M}}{r_i}, \qquad h = c_s/\Omega, \qquad t_{r\phi} = -\alpha P, \qquad \kappa^{-1}(\rho, T) \simeq \kappa_{\text{scat}}^{-1} + \kappa_{\text{abs}}^{-1}$
$P(\rho, T) = 2\rho k_B T/m_p + (1/3)aT^4, \qquad F(r) \simeq acT^4/\kappa\Sigma$
Neun Gleichungen für
$\rho(r), h(r), \Sigma(r), v_r(r), P(r), T(r), t_{r\phi(r)}, \kappa(r), F(r)$

Drei radiale Lösungsbereiche:
(1) Außen: Gas-Druck dominiert, frei-frei Opazität
(2) Mittig: Gas-Druck dominiert, Streu-Opazität
(3) Innen: Strahlungsdruck dominiert, Streu-Opazität
Beispiel Strahlungsdruck dominierte Scheibe ($x = r/r_g$):

$$h = 1.5 \times 10^{13}\text{cm} \frac{L}{\eta 10^{46}\text{erg s}^{-1}} \frac{\kappa}{\kappa_T}(1 - \sqrt{(6/x)})$$

$$\rho = 3 \times 10^{-13}\text{g cm}^{-3} \alpha^{-1} \frac{\eta^2 L_{\text{edd}}}{L} \frac{10^{46}\text{erg s}^{-1}}{L} \left(\frac{\kappa}{\kappa_T}\right)^{-3} x^{3/2}(1 - \sqrt{(6/x)})$$

Grenze zwischen (1) und (2) bei

$$x_{12} \simeq 1000\alpha^{2/21} \left(\frac{L}{10^{46}\text{erg s}^{-1}}\right)^{2/21} \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}}\right)^{2/3} \left(\frac{\kappa}{\kappa_T}\right)^{20/21}$$

Akkretionscheiben – Magnetorotations-Instabilität

– Ursache der Scheiben-Turbulenz:
→ Lange rätselhaft: Keine Hinweise auf Scheibeninstabilität:
Schwarzschildkriterium für Instabilitat: $\partial_r l^2 > 0$
Erfüllt für Keplerscheibe: $\partial_r l^2 = \partial_r GMr > 0$
→ 1991: Instabilität durch Magnetfelder!
Schwaches Magnetfeld in differentiell rotierendem Medium → instabiles Gleichgewicht → Turbulenz

– Theoretisch untersucht von Chandrasekhar (1961) u. Velikhov (1959), nicht weiterverfolgt (Anwendung damals unbekannt)

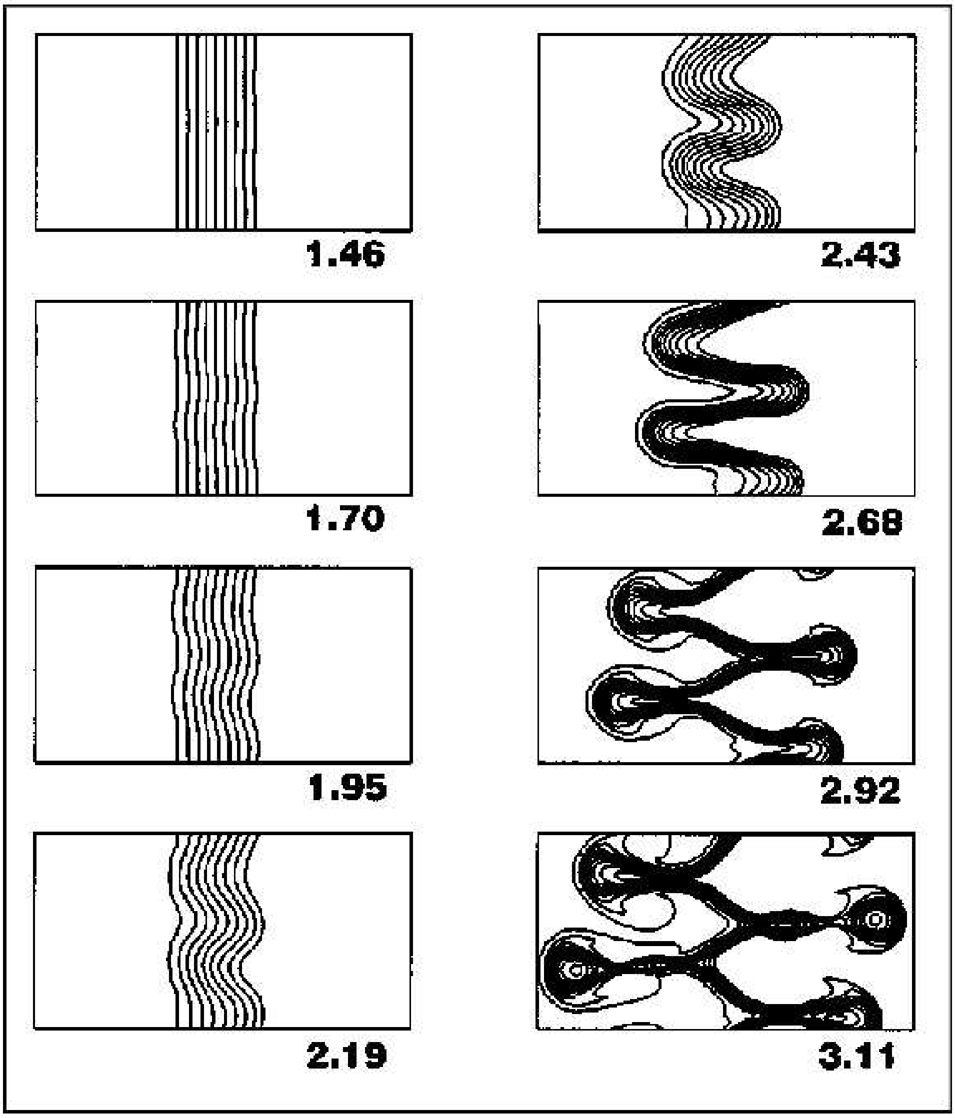
– Wiederentdeckt für Akkretionsscheiben:
Magneto-Rotations-Instabilität (MRI), Balbus & Hawley (1991)
→ Theorie und numerische Simulationen:
MRI Anregung bei schwachen Magnetfeldern
Exponentieller Anstieg Instabilität bis Sättigung
Oberer Grenzwert für Magnetfeldstärke

– Zum Verständnis der MRI, Beispiele:

(1) Raumfahrt: Annäherung von Raumschiffen: Abbremsung des schnelleren auf innerer Bahn → Drehimpulsverlust → Absinken zu kleineren Orbit → Entfernung vom äußeren Raumschiff!

(2) Körper auf Keplerorbits, verbunden durch “Federn”

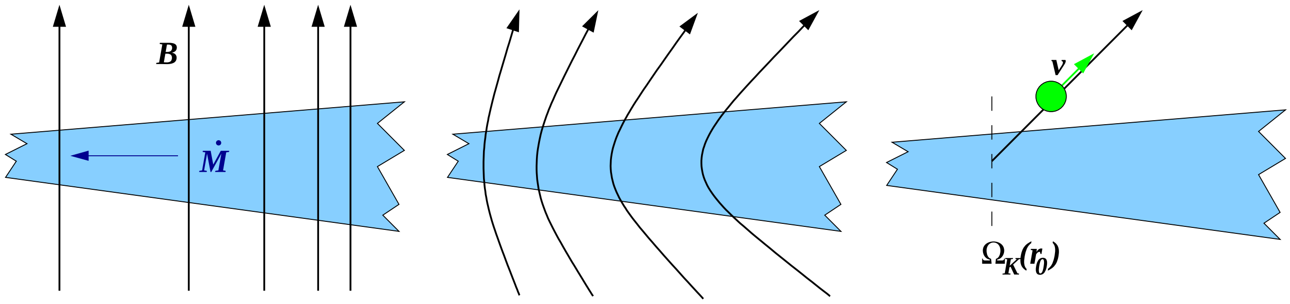
Numerische Simulationen: → Instabilitätsentwicklung des Vertikalmagnetfeldes



$(\Delta r, \Delta z)$-Box in einer axialsymmetrischen Akkretionsscheibe, Zeitskala (1.46–3.11) in Rotationszeiten (Orbit des Box-Zentrums)

Akkretionscheiben – Scheibenwinde

Drehimpuls-Austausch von der Scheibe durch Scheibenwinde
(1) Advektion von Magnetfeld aus interstellarem Medium
(2) Massenakkretion "verbiegt" Magnetfeld



(3) "Magnetozentrifugale" Beschleunigung (Blandford & Payne 1982)
→ Betrachte **B**-Linien als Drähte mit Perlen
→ Rotation der **B**-Linien/Drähte mit $\Omega_K(r_0)$

→ effektives Potential entlang **B**

$$\Phi(r,z) = -\frac{GM}{r_0}\left(0.5\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \frac{r_0}{\sqrt{r^2+z^2}}\right)$$

→ Stabiler Orbit, $\partial_r \Phi(r,z) = 0$ (z.B. $r = r_0$)
→ Instabiles Gleichgewicht ↔ $\partial_r^2 \Phi(r,z) < 0 \rightarrow \phi > 30°$

(4a) Magnetischer Drehimpuls im Wind: $l \sim r_A v_A \gg r_0 v_K(r_0)$
(r_A Alfvénradius ↔ $E_{\rm kin} = E_{\rm mag}$)

(4b) Magnetisches Drehmoment: → $\mathcal{G} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}_{\rm L}$
→ Lorentzkraft $\mathbf{F}_{\rm L}, \phi$, die an Feldlinie ("Draht") angreift:
mit $\mathbf{F} \sim \mathbf{j} \times \mathbf{B},\ \mathbf{j} \sim \nabla \times \mathbf{B} \rightarrow \mathcal{G} \sim r B_z B_\phi$

→ Drehimpuls-Transport magnetischer Winde sehr effizient:
→ "α-Parameter": $\alpha_{\rm eff} \simeq r_A/h(r_0) \gg 1$
→ Existenz der Winde nicht klar; theoretische Simulationen fehlen

Akkretionscheiben – Dicke Scheiben, ADAFs

ADAF: "Advection-dominated accretion flow":
Bisher:
– Dünne Scheibe $h/r \ll 1$; $Q^-(r) = Q^+(r)$ – Strahlungskühlung dominiert Energietransport

– Beobachtung:
Geringe zentrale Leuchtkraft ausgedehnter Radiogalaxien:
$\rightarrow$ Energietransport dominiert durch Advektion (ADAF):

$$Q^- = (1-f)Q^+, \quad Q^+ - Q^- = f\frac{2\alpha\rho c_s^2 r^2 h^2}{\Omega_K}\left(\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}r}\right)^2, \quad f \simeq 1$$

$\leftrightarrow$ Falls $\dot{M}$ sehr klein, $\rightarrow$ ρ klein, wenig lokale Kühlung

$\leftrightarrow$ Falls Akkretionsrate sehr groß $\rightarrow$ optische Tiefe groß $\rightarrow$ Kühlzeit der Scheibenmaterie $\gg$ Akkretionszeit:

$$t_{\mathrm{cool}} \sim H\tau/c \gg t_{\mathrm{acc}} \sim r/v_r$$

Lösung der 1D-Hydrogleichungen (z.B. Narayan & Yi 1994): (z-integriert, selbstähnlich)

$\rightarrow$ Scheibenstruktur:

$c_s \simeq v_K \leftrightarrow h/r \simeq 1$ (dicke Scheibe)
$v_r \sim \alpha c_s^2/v_K$ (sehr groß im Vgl. zur dünnen Scheibe)
$\Omega(r) \ll \Omega_K(r)$ (sub-Kepler'sch; $\sim$ Bondi-Akkretion)

$\rightarrow$ Scheibenleuchtkraft:
$L_{\mathrm{ADAF}} \ll L_{\mathrm{thin}} \sim GM\dot{M}/r_{\mathrm{in}}$ (durch Defition)
Temperaturen: $T_{\mathrm{ion}} \gg T_{e^-}$, effiziente Elektronenkühlung
Ionen-Tori geringer Leuchtkraft (Rees et al. 1982)
$\rightarrow$ Scheibenstabilität: ADAF konvektiv instabil
$\rightarrow$ aktuelles Forschungsgebiet $\rightarrow$ ADAF, CDAF, ADIOS,...

Akkretionscheiben – Generisches Spektrum

Generisches Spektrum einer dünnen Scheibe im LTE:
Scheibenringe emittieren als Schwarzkörper:

$$\rightarrow T_s = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3\sigma}\left(1-\sqrt{r_i/r}\right)\right)^{1/4} \sim r^{-3/4}$$

$\rightarrow$ LTE-Scheibenspektrum: $S_\nu = \int_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} F_\nu(T_s(r))2\pi^2 r\mathrm{d}r$

$$S_\nu = \frac{16\pi^2 h r_o^2}{3c^2}\left(\frac{k_B T_o}{h}\right)^{8/3}\nu^{1/3}\int_{x_{\rm in}}^{x_{\rm out}}\frac{x^{5/3}}{e^x-1}\mathrm{d}x, \quad x \equiv h\nu/k_B T_s$$

Für $x_{\rm in} \rightarrow 0$ und $x_{\rm out} \rightarrow \infty$: $(\int \ldots \mathrm{d}x) \simeq 1 \rightarrow S_\nu \sim \nu^{1/3}$

(Achtung: Potenzgesetz gilt auch für Streulicht aus Zentralquelle an flacher Scheibe)

Verschiedene Frequenzbereiche:

Kleine ν (Scheibenaußenrand) $\rightarrow S_\nu \sim \nu^2$ (Rayleigh-Jeans)
Große $\nu \rightarrow S_\nu \sim \nu^3 \exp(-h\nu/k_B T)$ (Wien'sches Gesetz)
$\rightarrow$ "cut-off" bei $\nu_{\rm max} \simeq k_B T_{\rm max}/h$

$$T_{\rm max} = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{\rm in}^3}\right)^{1/4} = 1.5\times 10^5\mathrm{K}\left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right)^{-1/4}\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\rm edd}}\right)^{1/4}$$

Verschiedene Scheibenradien $\leftrightarrow$ Frequenzbereiche:

$\rightarrow$ Maximale Abstrahlung S_ν bei r_ν, mit $k_B T_s(r_\nu) \simeq h\nu$

Für $r < r_\nu \rightarrow h\nu \ll k_B T_s$
$\rightarrow$ Rayleigh-Jeans: $F_\nu = 2(h\nu)^2 k_B T/h^3 c^2$
$\rightarrow$ Totale Abstrahlung:

$$S_\nu \simeq \int_{r_{\rm max}}^{r_\nu}\frac{2(h\nu)^2}{h^3c^2}T_s(r_{\rm max})\left(\frac{r}{r_{\rm max}}\right)^{-3/4}2\pi r\mathrm{d}r$$

$\rightarrow$ Integrand $\sim r^{1/4} \rightarrow$ Integral dominiert von r_ν
$\rightarrow$ Strahlung mit ν kommt vom Radius r_ν

Akkretionscheiben – Modifiziertes Spektrum

Modifikationen des generischen Spektrums einer stationären dünnen Scheibe:
→ Modellierung erfordert detailierte Rechnungen

(1) Streulicht der inneren Scheibenregion von Außenbereichen
("disk flaring", "warped disks")
Streustrahlung $\gg$ lokale Emission

(2) Atmosphärische Effekte:
Schwarzkörper → Scheibenphotosphäre
→ Modell: Superposition von Photosphären früher Sterne

(3) Chromosphäre, Korona:
"Aktive" Scheibe: Scheibenwind, magnetische Rekonnektion

(4) Polarisation durch Streuung:
Opazität dominiert durch Elektronen-Streuung
Spektrum abhängig vom Sichtwinkel:
Depolarisation durch Faraday-Rotation in der Scheibe

(5) Relativistische Effekte:
Doppler-Verschiebung, gravitative Rotverschiebung
Photonen mit hoher Energie aus Innenbereich der Scheibe
→ Doppler-"boosting" durch relativistische Rotation
→ "Light Bending": Lichtwege aus Achsenrichtung weggebogen
→ Sichtwinkeleffekt: Spektrum in Pol-Richtung arm an energiereichen Photonen

(6) Instabilität der Scheibe ↔ stationäres Spektrum

Akkretionscheiben – Spektrum, Opazität

Prozesse, die die Opazität bestimmen:

(1) Compton-Streuung (für AGN-Scheiben optisch dick)

(2) frei-frei-Absorption:
3-Körper-Prozess: Photon + Elektron nahe Kern
→ Opazität ∼ Dichte:

$$\kappa_{\rm ff} = 4.90 \times 10^7 \rho g(\epsilon, T) \left(\frac{T}{10^5 {\rm K}}\right)^{-7/2} \epsilon^{-3}(1 - \exp(-\epsilon)){\rm cm\ g}^{-1}$$

(Gauntfaktor $g \simeq 1$, (Quantenmechanik), $\epsilon \equiv h\nu$)
(In kosmischen Plasmen H, He voll ionisiert)

Optische Dicke bzgl. frei-frei-Absorption:

$$\tau_{\rm ff} = 10^{-4} \frac{r^3}{r_g^3} \left(\frac{T}{10^5 {\rm K}}\right)^{-7/2} \frac{L^2}{L_{\rm edd}^2} \left(\frac{L}{10^{46} {\rm erg\ s}^{-1}}\right)^{-1} \frac{g\eta^3}{\alpha^2} \frac{1 - e^{-\epsilon}}{\epsilon^3} \frac{R_z^3 R_T^2}{R_R^5}$$

(Strahlungsdruck unterstützte Scheibe)
$\tau_{\rm ff}$ klein → lokale Photonen ($\epsilon \simeq 1$) werden nicht gestoppt
Aber hohe Potenzen: $\tau_{\rm ff} \simeq (r/r_g)^3 (L/L_{\rm edd})^{-2} (T/10^5 {\rm K})^{-7/2}$

(3) gebunden-frei-Absorption: (für H-ähnliche Atome):
→ Wirkungsquerschnitt → Besetzungszahl (Saha-Gl.)
→ $\kappa_{\rm bf} \sim 10^7 Z^{-5} n^6 \rho \epsilon^{-3/2} \ldots$

→ Beide Opazitäten ähnlich
$(\kappa_{\rm ff}/\kappa_{\rm bf}) \sim 1.7 \times Z^4 n^{-3} T^{-1} \exp(10^5 Z^2/Tn^2)$
→ für niedrige T (d.h. M oder r/r_g groß) wird $\kappa_{\rm bf}$ wichtiger

Akkretionscheiben – Modifizierte Spektrum

– Berechnung der Scheibenvertikalstruktur unter Berücksichtigung von Strahlungsstransport
$\rightarrow$ Struktur der Scheibenphotosphäre
$\rightarrow$ kein Planck-Spektrum, modifizierter Schwarzkörper (Modelatmosphäre ähnlich zu weißen Zwergen)

– Einfluß der Scheiben-Temperaturverteilung:
Vertikal isotherme Scheibe $\leftrightarrow$ Temperaturgradient

– Sichtwinkel: Inklination der Scheibe zur Sichtlinie

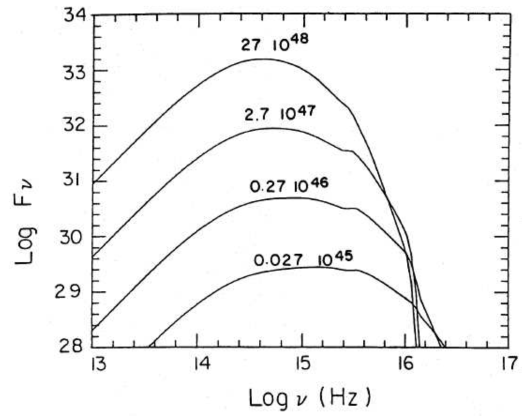
(1) lokale Randverdunkelung – Strahlungstransport: $I_\nu \simeq 3/4 F_\nu(\mu + 2/3)$
– Klassisch: Inklination $\theta \rightarrow F_\nu = I_\nu \cos\theta$

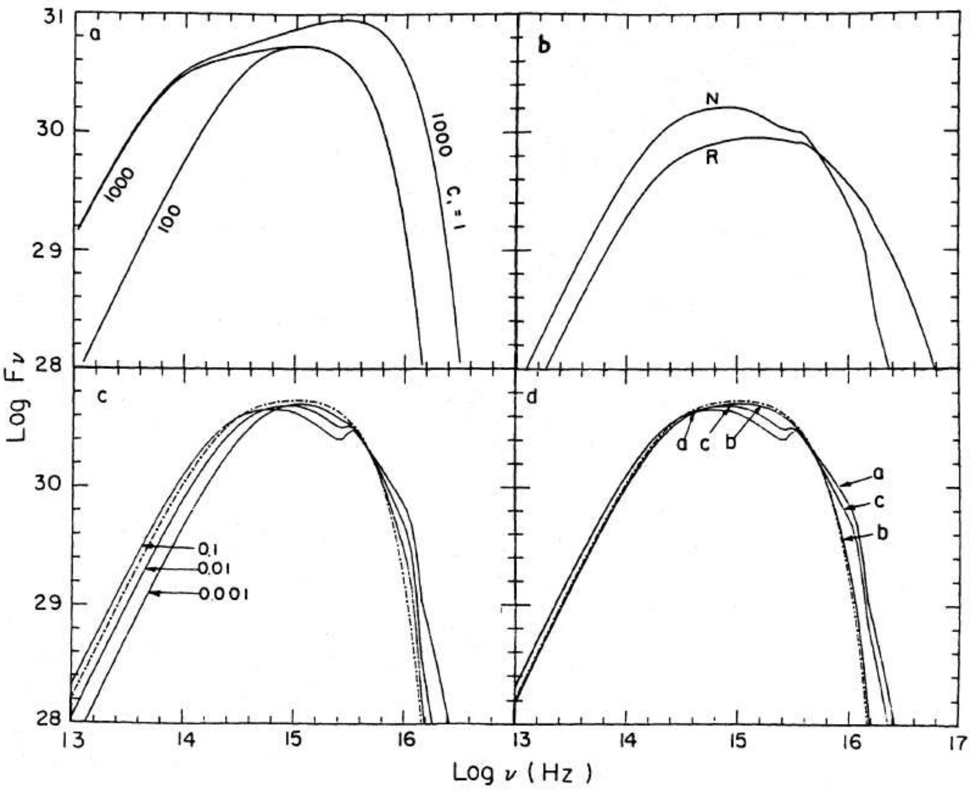
(2) geometrischer Projektionseffekt

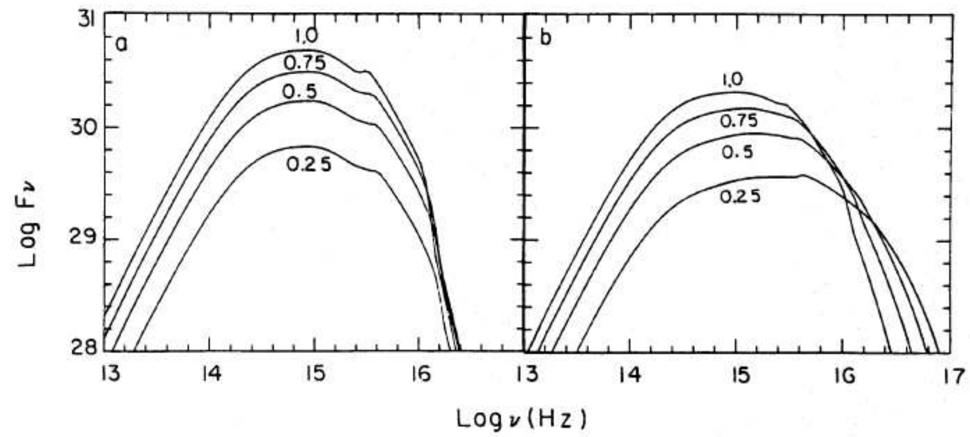
(3) Einfluß relativistischer Elektronen auf Photonen:
– Bahn-Krümmung, Gravitationslinseneffekt ($\sim M$ und r_{in}, d.h. $a = J/M$)
– Dopplerverschiebung: $h\nu_o = Dh\nu_e$
Dopplerfaktor: $D = 1/(\gamma(1 - \beta\cos\theta))$
– Dopplerboosting: $L_o(\nu_o) = D^3 L_e(\nu_e)$

Akkretionscheiben – Beispiel Spektren

Laor & Netzer (1989):
Dünne α-Scheibe, $L < 0.3 L_{\mathrm{edd}}$, relativistisch, alle Opazitäten, Eddington-Strahlungstransport, vertikaler Temperaturgradient, Strahlungsdruck-dominiert







Akkretionscheiben – Beispiel Spektren

Hubeny, Agol, Blaes, Krolik (2000)

Nicht-LTE Modelle, relativistisch, α-Scheibe, $L < 0.3 L_{\mathrm{edd}}$, Scheibenvertikalstruktur, totales Spektrum aus Scheibenringen