

Атмосферы магнитных белых карликов и нейтронных звёзд

1. Перенос излучения в сильно замагниченной плазме: нормальные моды
2. Стационарные линии в спектрах магнитных белых карликов
3. Спектры и поляризация теплового излучения магнитных белых карликов
4. Атомы в атмосферах нейтронных звёзд с сильными магнитными полями и их влияние на непрозрачности
5. Модели спектров теплового излучения нейтронных звёзд с сильными магнитными полями
6. Сравнение теории магнитных атмосфер нейтронных звёзд с наблюдениями

Перенос излучения в замагниченной плазме

Уравнение переноса для нормальных поляризационных мод $j = 1, 2$:

$$\cos \theta_k \frac{dI_{\omega,j}(\mathbf{k})}{dy_{\text{col}}} = \kappa_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) - \frac{1}{2} \kappa_{\omega,j}^{\text{a}}(\hat{\mathbf{k}}) \mathcal{B}_{\omega,T} - \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \kappa_{\omega,j'j}^{\text{s}}(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j'}(\hat{\mathbf{k}}') d\hat{\mathbf{k}}'$$

$$y_{\text{col}} = \int_r^{\infty} (1 + z_g) \rho(r) dr$$

$$\kappa_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) \equiv \kappa_{\omega,j}^{\text{a}}(\hat{\mathbf{k}}) + \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \kappa_{\omega,j'j}^{\text{s}}(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) d\hat{\mathbf{k}}' \quad \mathcal{B}_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(k_B T)] - 1}$$

Условия применимости

рассмотрения двух интенсивностей вместо 4 компонент вектора Стокса –
Ю.Н. Гнедин и Г.Г. Павлов, *ЖЭТФ* **65**, 1806 (1974)

Перенос излучения в замагниченной плазме

Уравнение переноса для нормальных поляризационных мод $j = 1, 2$:

$$\cos \theta_k \frac{dI_{\omega,j}(\mathbf{k})}{dy_{\text{col}}} = \kappa_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) - \frac{1}{2} \kappa_{\omega,j}^{\text{a}}(\hat{\mathbf{k}}) \mathcal{B}_{\omega,T} - \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \kappa_{\omega,j'j}^{\text{s}}(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j'}(\hat{\mathbf{k}}') d\hat{\mathbf{k}}'$$

$$y_{\text{col}} = \int_r^{\infty} (1 + z_g) \rho(r) dr$$

$$\kappa_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) \equiv \kappa_{\omega,j}^{\text{a}}(\hat{\mathbf{k}}) + \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \kappa_{\omega,j'j}^{\text{s}}(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) d\hat{\mathbf{k}}' \quad \mathcal{B}_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(k_B T)] - 1}$$

Взаимодействие с излучением:
дифференциальное сечение

$$d\sigma = \frac{4\pi^2}{\omega c} \left| \mathbf{e} \langle f | \mathbf{j}_{\text{eff}} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) dv_f$$

где эффективный ток $\mathbf{j}_{\text{eff}} = \sum_i q_i \exp(\mathbf{i}\mathbf{k}\mathbf{r}_i) \dot{\mathbf{r}}_i$

Разложение сечения по поляризациям:

$$\sigma(\omega, \theta_B) = \sum_{\alpha=-1}^1 \sigma_{\alpha}(\omega) |e_{\alpha}(\omega, \theta_B)|^2$$

$$\alpha = 0, \pm 1, \quad e_{j,0} = e_{j,z}, \quad e_{j,\pm 1} = \frac{e_{j,x} \pm i e_{j,y}}{\sqrt{2}}$$

Поляризуемость плазмы:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{I} + 4\pi\boldsymbol{\chi} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & i\varepsilon_{\wedge} & 0 \\ -i\varepsilon_{\wedge} & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}$$

$$\boldsymbol{\chi} = \text{diag}(\chi_{+1}, \chi_{-1}, \chi_0)$$

$$\boldsymbol{\chi} = \boldsymbol{\chi}^{\text{H}} + i\boldsymbol{\chi}^{\text{A}} \quad \chi_{\alpha}^{\text{A}}(\omega) = \frac{c}{4\pi\omega} \mu_{\alpha}(\omega)$$

$\mu = \rho\kappa$ – коэффициент поглощения

Спектры магнитных белых карликов: стационарные линии

Wunner *et al.*, *Astron. Astrophys.* **149**, 102 (1985)

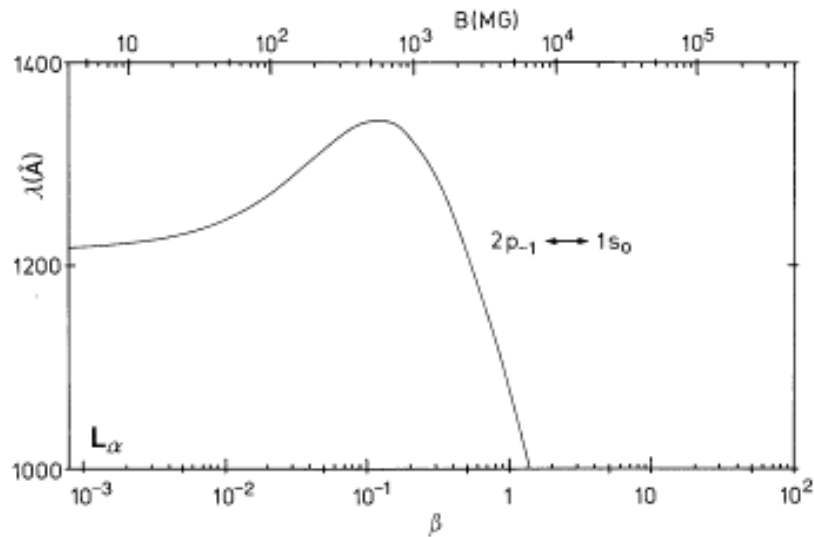


Fig. 1. The wavelength of the Lyman component which becomes stationary beyond 30 MG as a function of the magnetic field

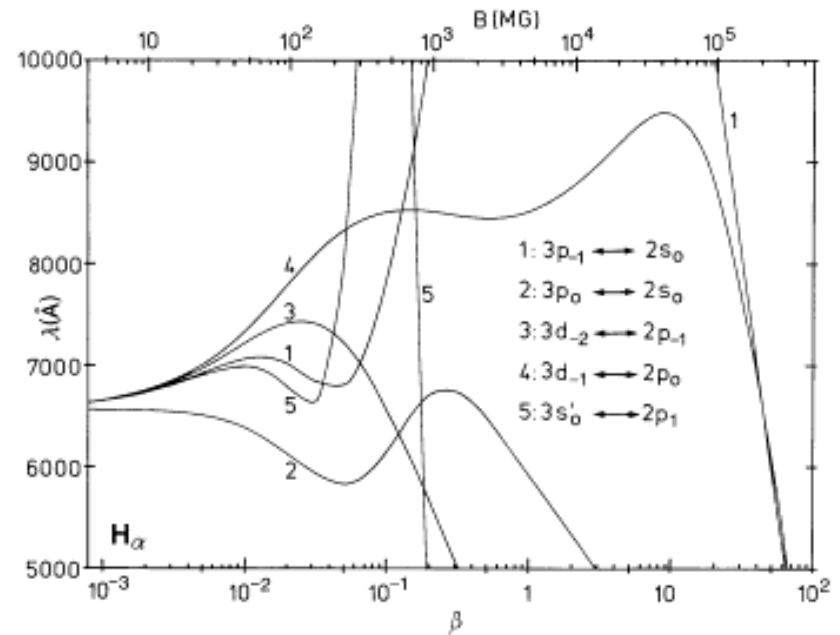
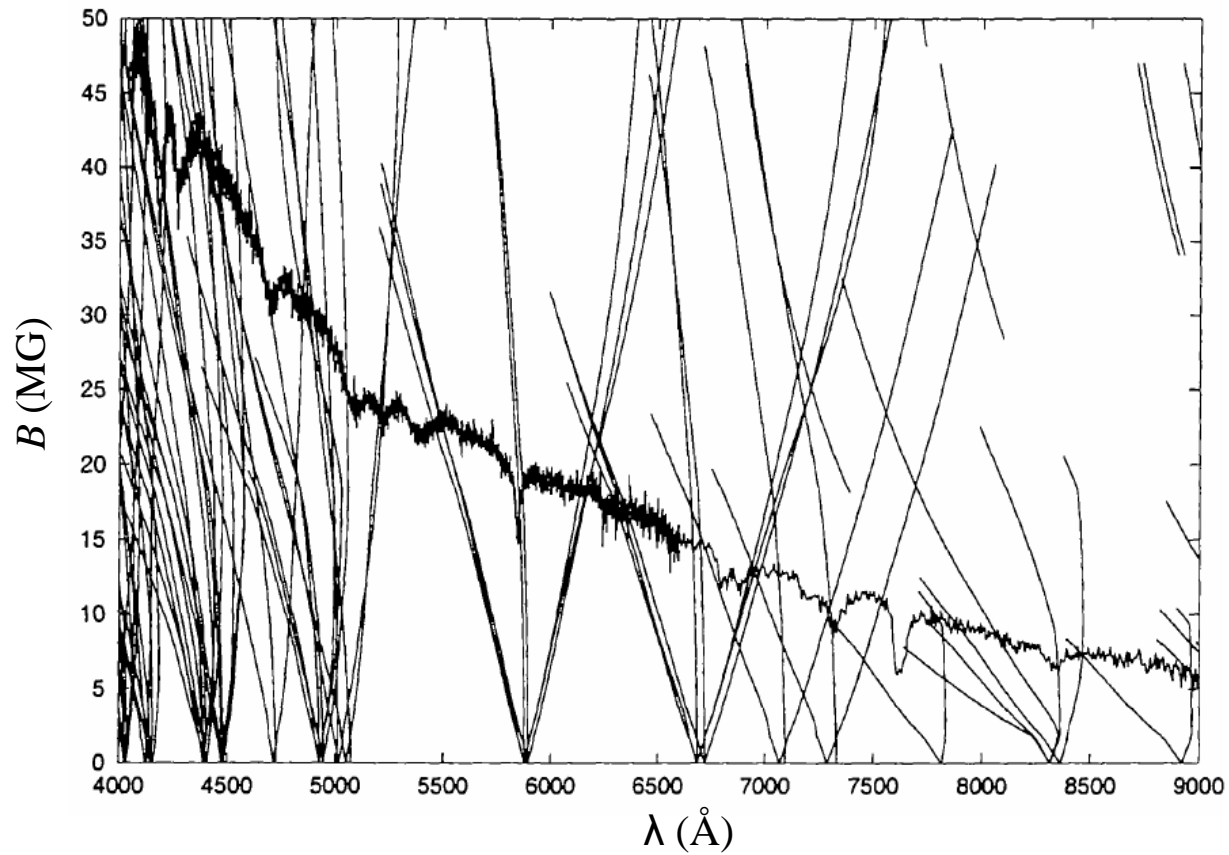


Fig. 2. The wavelengths of the 5 stationary H α components as functions of the magnetic field

Спектры магнитных белых карликов: зеемановское расщепление



Пример: Спектр HE 0241–0155 в сравнении с резонансными длинами волн гелия

Jordan, *ASP Conf. Ser.* **226**, 269 (2001)

Спектры магнитных белых карликов с атомарными линиями

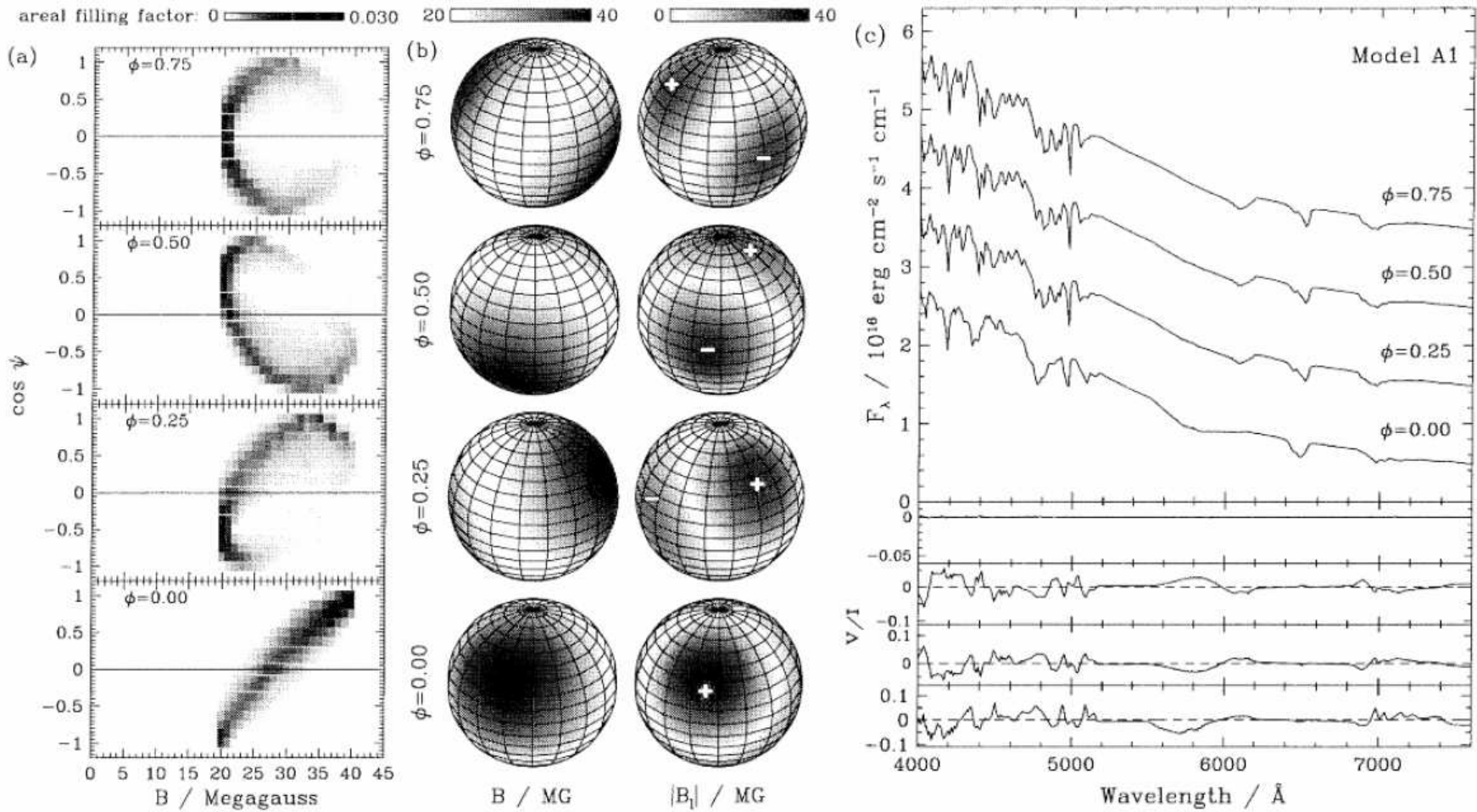


Fig. 4. Model (A1), centred dipole viewed at $i = 60^\circ$: a) B - ψ diagram, b) field strength and longitudinal component, c) flux and polarization spectra. The + and - symbols indicate the sign of the longitudinal component of the magnetic field. For clarity, the flux spectra at $\phi = 0.25, 0.5, \text{ and } 0.75$ have been shifted upwards by one flux unit each.

Спектры магнитных белых карликов с молекулярными линиями

Berdyugina et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 091101 (2007)

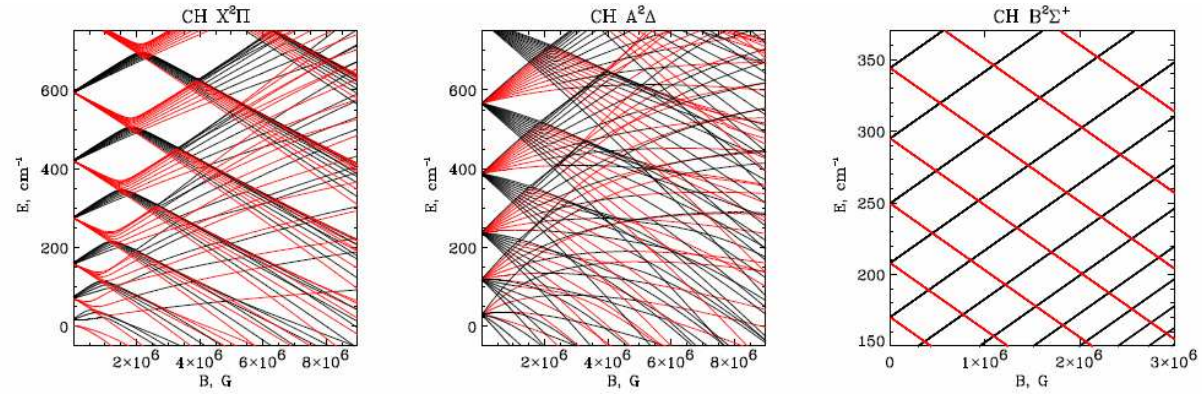


FIG. 2: Magnetic splitting of the lower rotational levels of the CH X²Π, A²Δ, and B²Σ⁺ electronic states. Significant level mixture occurs for magnetic fields stronger than 1 MG.

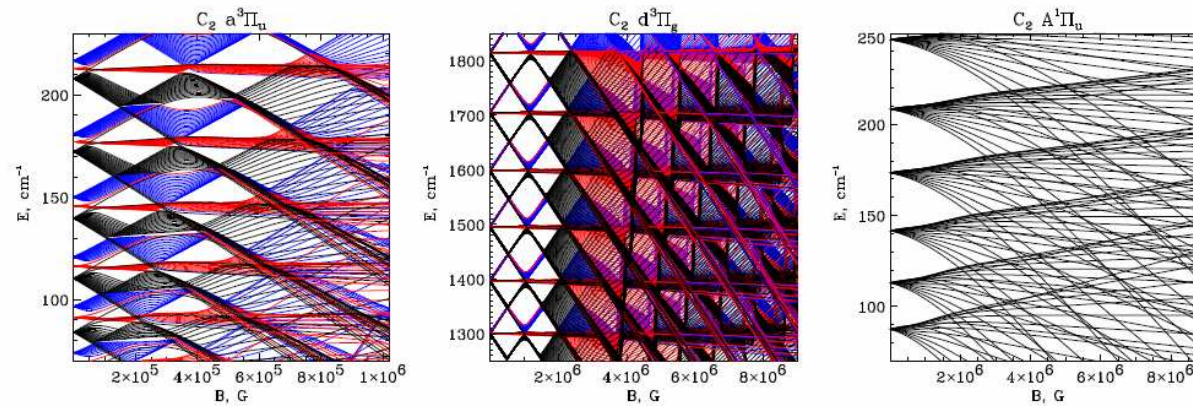
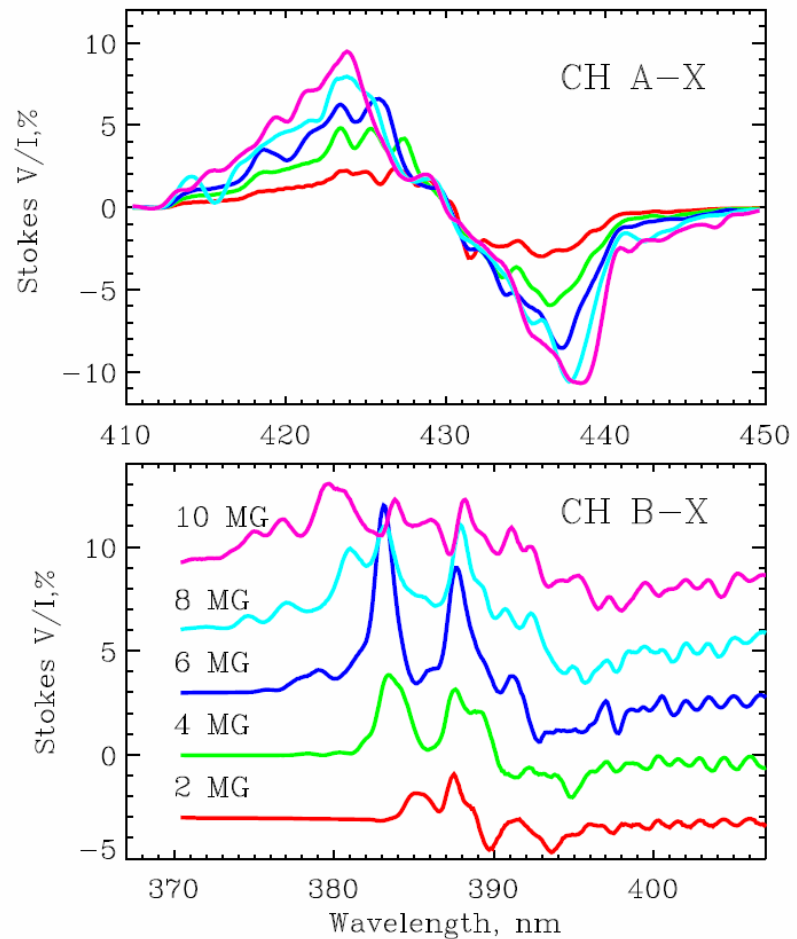


FIG. 3: Magnetic level splitting in the C₂ a³Π_u, d³Π_g, and A¹Π_u electronic states. Significant level mixture occurs for magnetic fields stronger than 0.1 MG.

Спектры магнитных белых карликов с молекулярными линиями

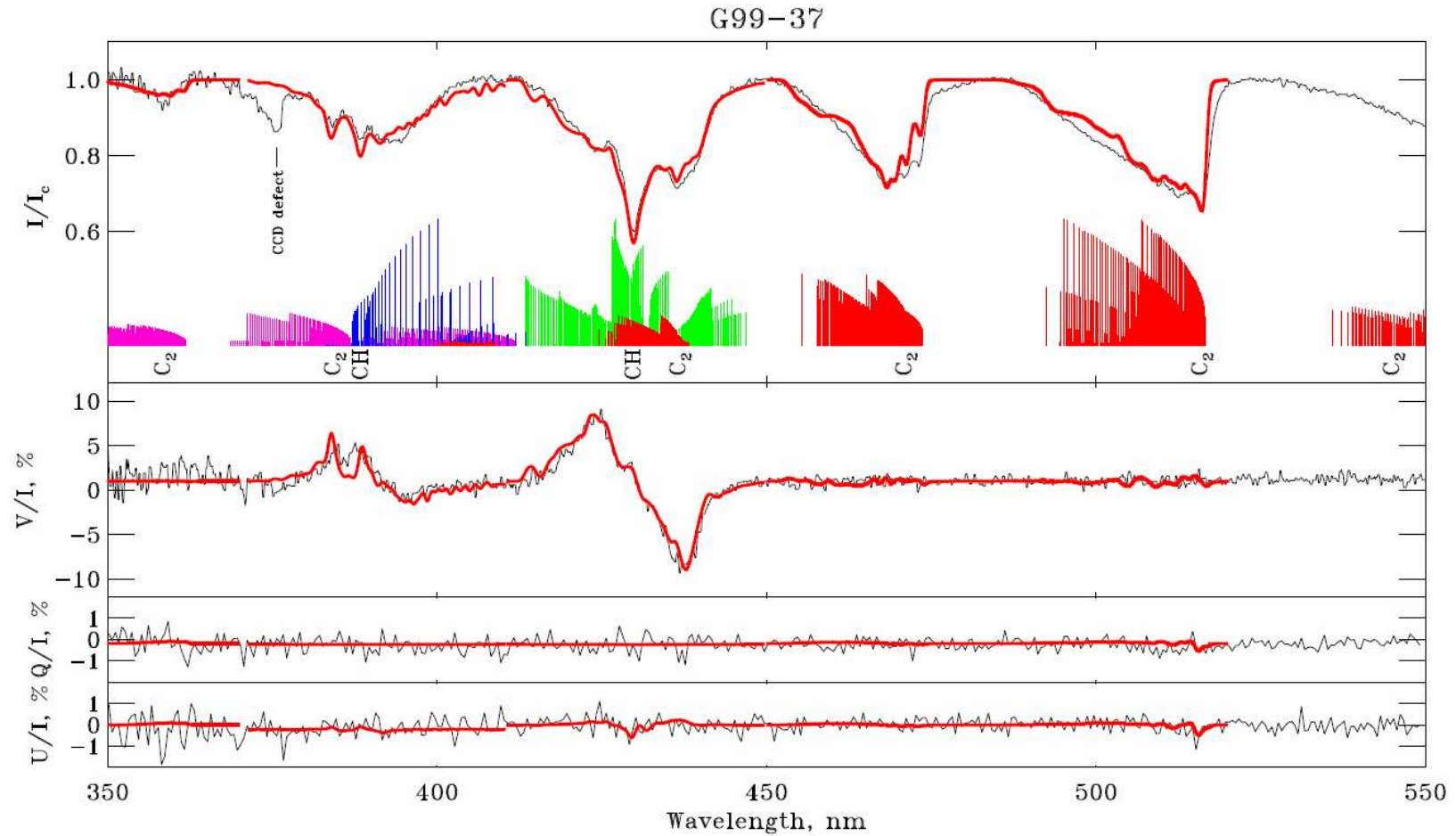
Berdyugina et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 091101 (2007)



Спектры круговой поляризации для двух молекулярных
полос при разном дипольном магнитном поле
(ось диполя – на наблюдателя)

Спектры магнитных белых карликов с молекулярными линиями

Berdyugina et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 091101 (2007)



Пример сравнения наблюдаемого и теоретического спектров белого карлика с молекулярными полосами

Непрозрачности плазмы в сильном магнитном поле

$$\kappa_j^a(\theta_B) = \frac{1}{m_H} \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \sigma_\alpha^a \quad \alpha = 0, \pm 1, \quad e_{j,0} = e_{j,z}, \quad e_{j,\pm 1} = \frac{e_{j,x} \pm ie_{j,y}}{\sqrt{2}}$$

$$\kappa_{jj'}^s(\theta_B) = \frac{3}{4} \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \frac{\sigma_\alpha^s}{m_H} \int_0^\pi |e_{j',\alpha}(\theta'_B)|^2 \sin \theta'_B d\theta'_B$$

Сечения рассеяния на свободных частицах:

$$\sigma_\alpha^{s,e} = \frac{\omega^2}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 + v_{e,\alpha}^2} \sigma_T$$

$$\sigma_\alpha^{s,i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^2 \frac{\omega^2 Z^4}{(\omega - \alpha\omega_{ci})^2 + v_{i,\alpha}^2} \sigma_T$$

Сечения поглощения в континууме:

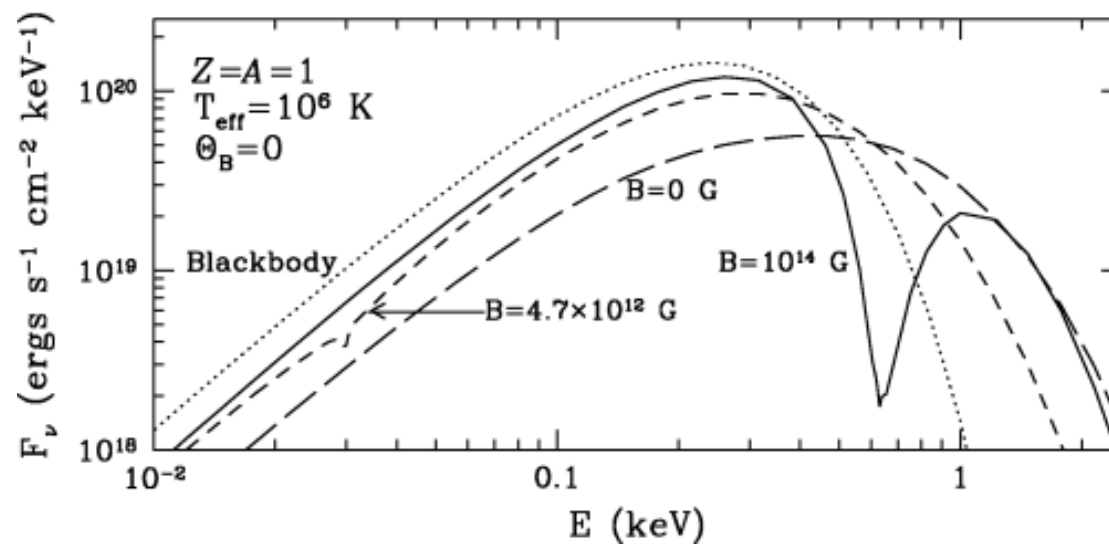
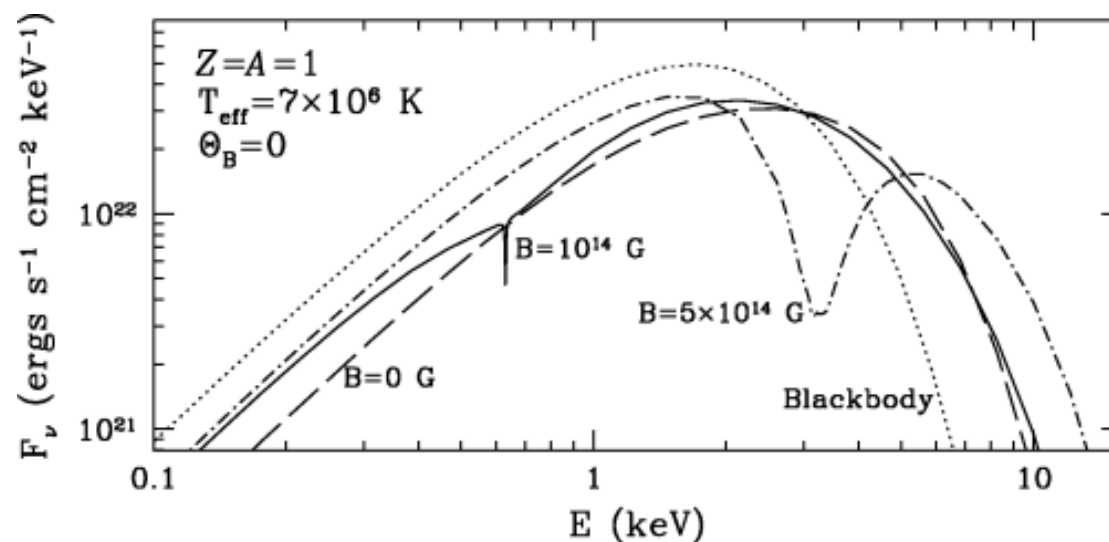
$$\sigma_\alpha^{\text{ff}}(\omega) = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{\omega^2 \nu_\alpha^{\text{ff}}(\omega)}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 (\omega - \alpha\Omega_c)^2 + \omega^2 \tilde{\nu}_\alpha^2(\omega)}$$

Полностью ионизованные атмосферы нейтронных звёзд с сильными полями

Ю.Н.Гнедин,
Г.Г.Павлов,
Ю.А.Шибанов,
А.Д.Каминкер,
Д.Г.Яковлев,
(1970е – 1980е)

В.Е.Завлин,
Ю.А.Шибанов,
Г.Г.Павлов,
J.Ventura
(1990е)

S.Zane & R.Turolla,
W.C.G.Ho & D.Lai
(2000е)



Сравнение спектров немагнитных и магнитных атмосфер

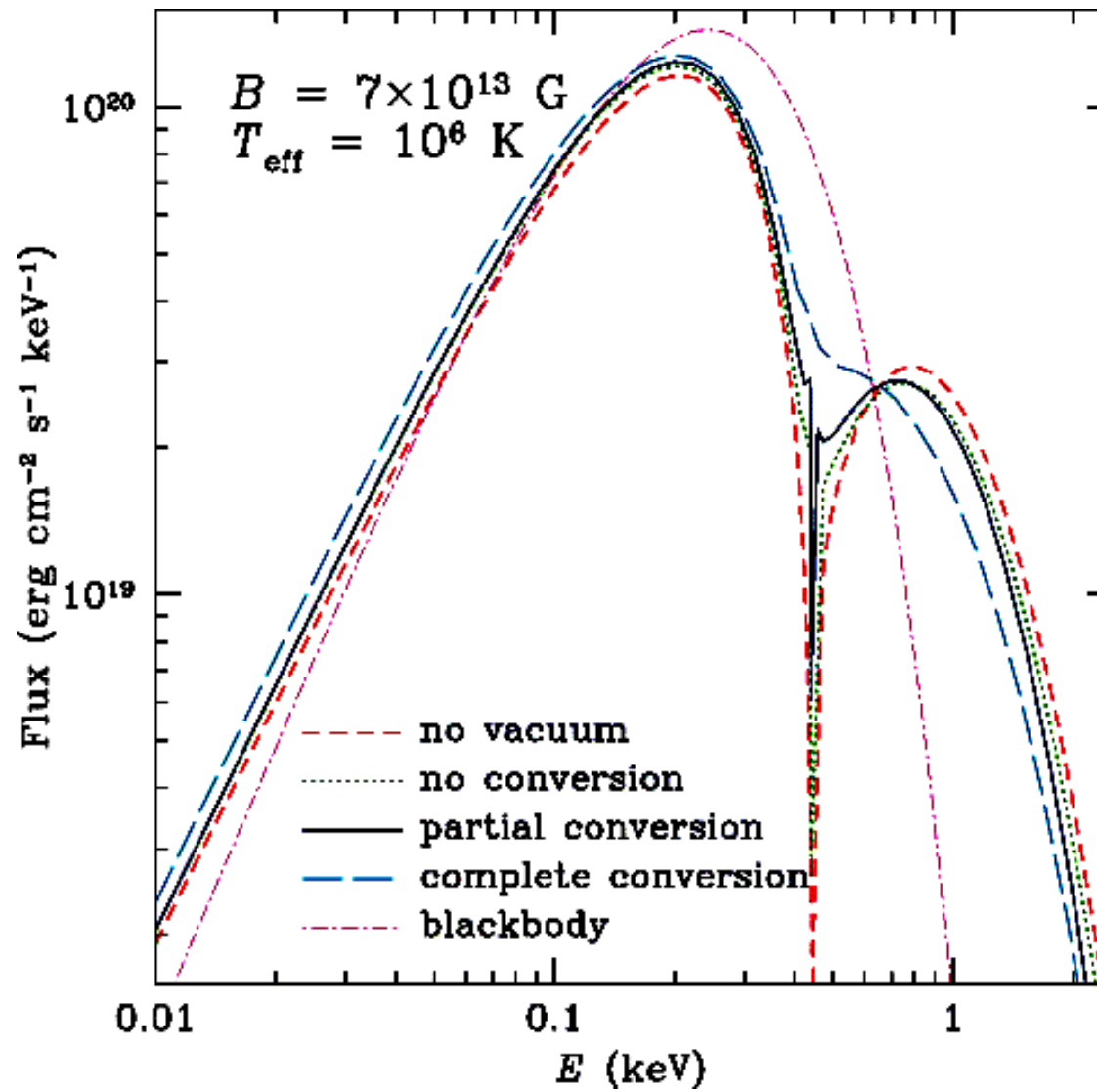
W.C.G.Ho & D.Lai (2001) *MNRAS* **327**, 1081

Влияние поляризации вакуума

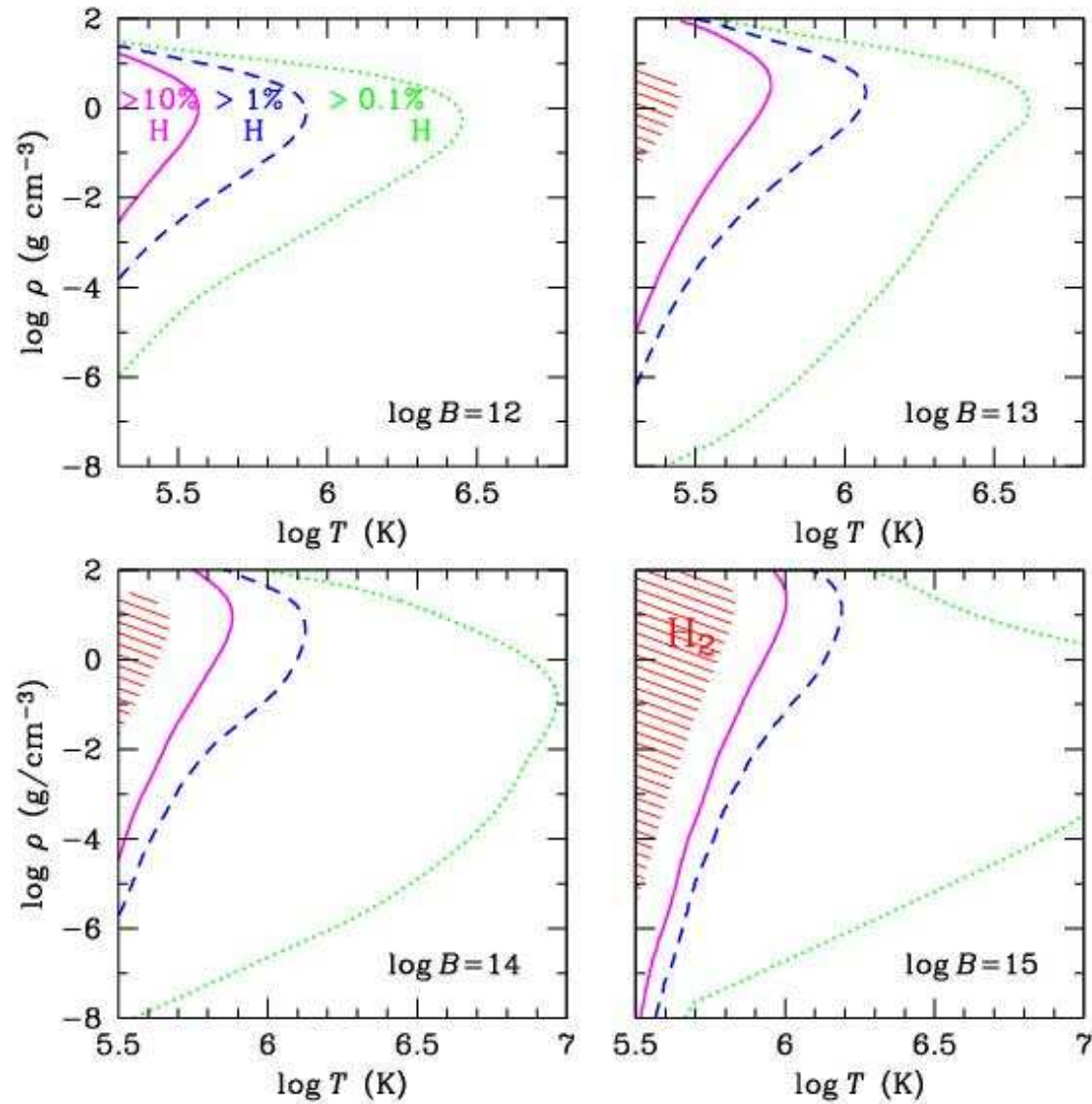
Ю.Н.Гнедин, Г.Г.Павлов,
(1970e – 1984)

Ho & Lai (2003) *MNRAS* **338**, 233

van Adelsberg & Lai (2007)
MNRAS **373**, 495



*Зависимости доли атомов водорода от плотности, температуры
и магнитного поля*



Непрозрачности плазмы в сильном магнитном поле

$$\kappa_j^a(\theta_B) = \frac{1}{m_H} \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \sigma_\alpha^a \quad \alpha = 0, \pm 1, \quad e_{j,0} = e_{j,z}, \quad e_{j,\pm 1} = \frac{e_{j,x} \pm ie_{j,y}}{\sqrt{2}}$$

$$\kappa_{jj'}^s(\theta_B) = \frac{3}{4} \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \frac{\sigma_\alpha^s}{m_H} \int_0^\pi |e_{j',\alpha}(\theta'_B)|^2 \sin \theta'_B d\theta'_B$$

Сечения рассеяния на свободных частицах:

$$\sigma_\alpha^{s,e} = \frac{\omega^2}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 + v_{e,\alpha}^2} \sigma_T \quad \sigma_\alpha^{s,i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^2 \frac{\omega^2 Z^4}{(\omega - \alpha\omega_{ci})^2 + v_{i,\alpha}^2} \sigma_T$$

Сечения поглощения в континууме:

$$\sigma_\alpha^{\text{ff}}(\omega) = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{\omega^2 \nu_\alpha^{\text{ff}}(\omega)}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 (\omega - \alpha\Omega_c)^2 + \omega^2 \tilde{\nu}_\alpha^2(\omega)}$$

Сечения атомных переходов:

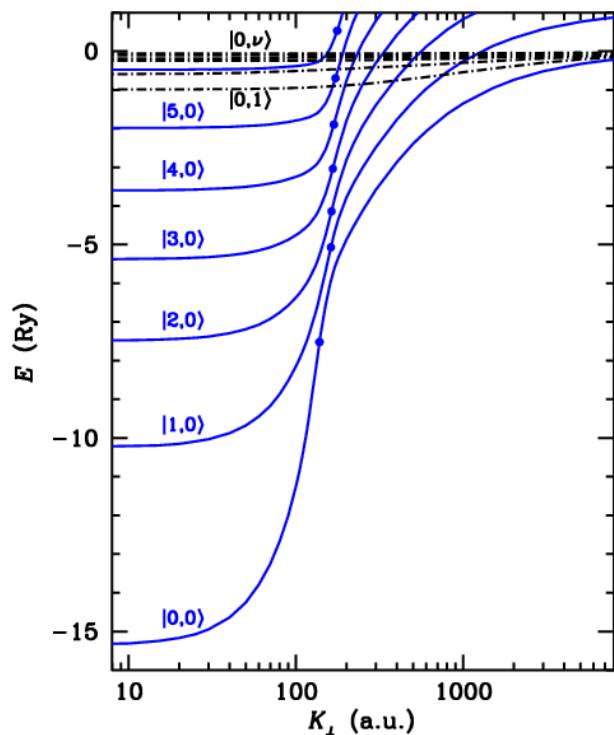
$$\sigma_{\alpha;sv;s'\nu'}(\omega) \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \left(1 - e^{-\hbar\omega/T}\right) \frac{1}{A_{sv}} \int_0^\infty 2\pi K_\perp dK_\perp w_{sv}^0(K_\perp) \exp(E_{sv}(K_\perp)/T) \times w_{s'\nu'}^0(K_\perp) f_{\alpha;sv;s'\nu'}(K_\perp) \phi_{sv;s'\nu'}(K_\perp, \Delta\omega)$$

сечение включает интеграл по псевдоимпульсу

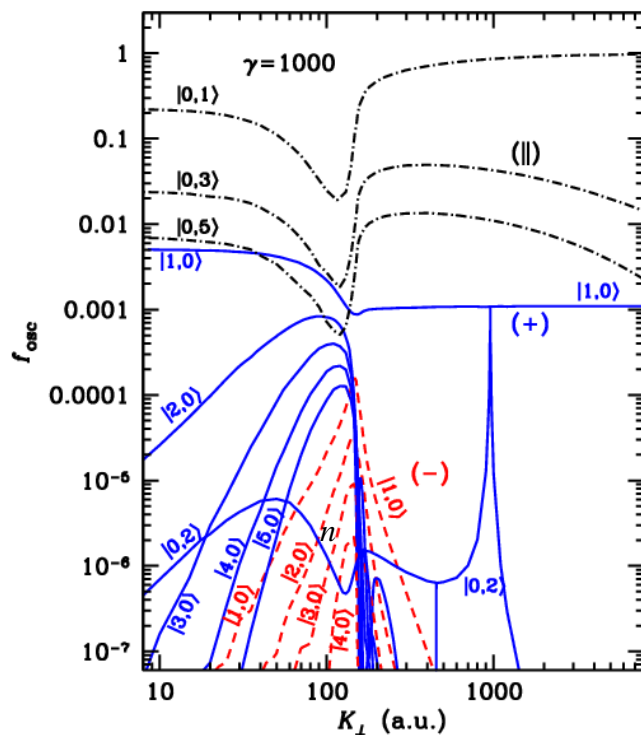
$$A_{sv} = \int_0^\infty 2\pi K_\perp dK_\perp w_{sv}^0(K_\perp) \exp(E_{sv}(K_\perp)/T)$$

Сила осциллятора: $f_{\alpha;sv;s'\nu'}(K_\perp) = \frac{\hbar\omega}{Ry} \left| \frac{\langle s', \nu', K_\perp | r_{-\alpha} | s, \nu, K_\perp \rangle}{a_{\text{Bohr}}} \right|^2$

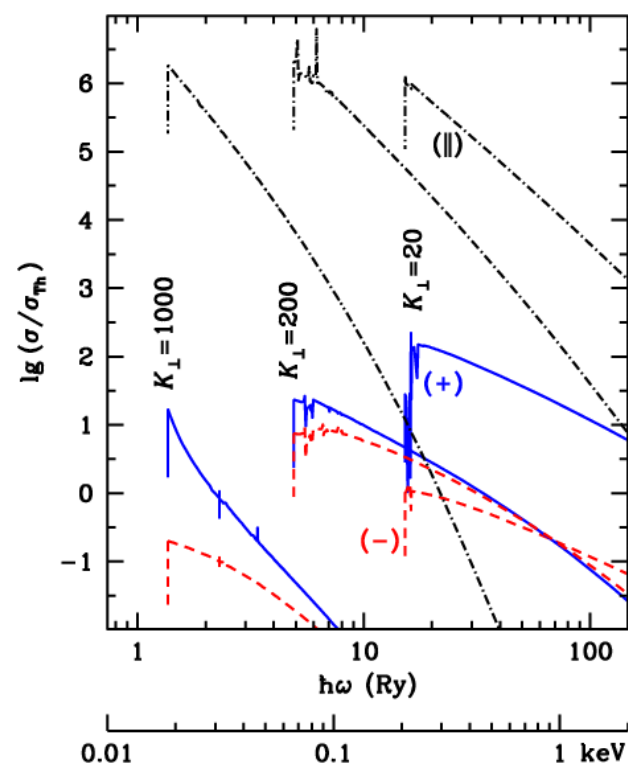
Энергии связанных состояний, силы осцилляторов и сечения фотоионизации атомов водорода, движущихся в сильном магнитном поле



Энергии тесно связанных (сплошные кривые) и «водородоподобных» (слабосвязанных) состояний (штрихпунктир) в зависимости от поперечного псевдоимпульса при $V=2,35 \times 10^{12}$ Гс.



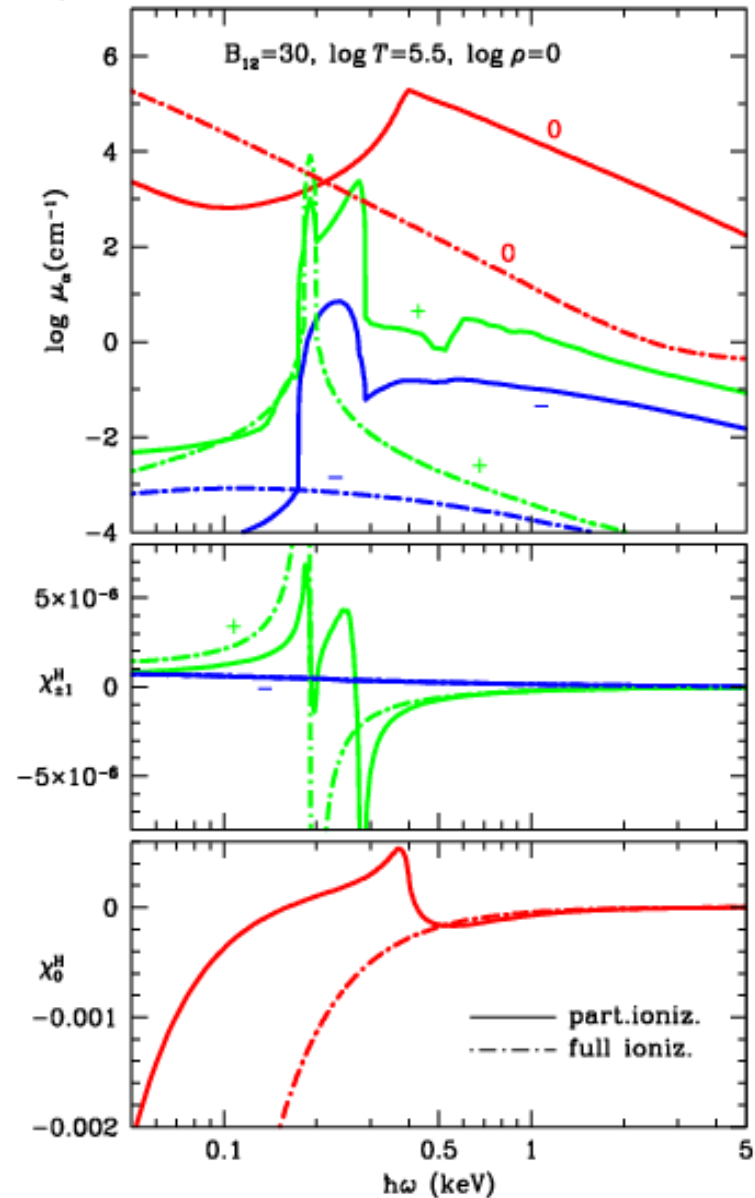
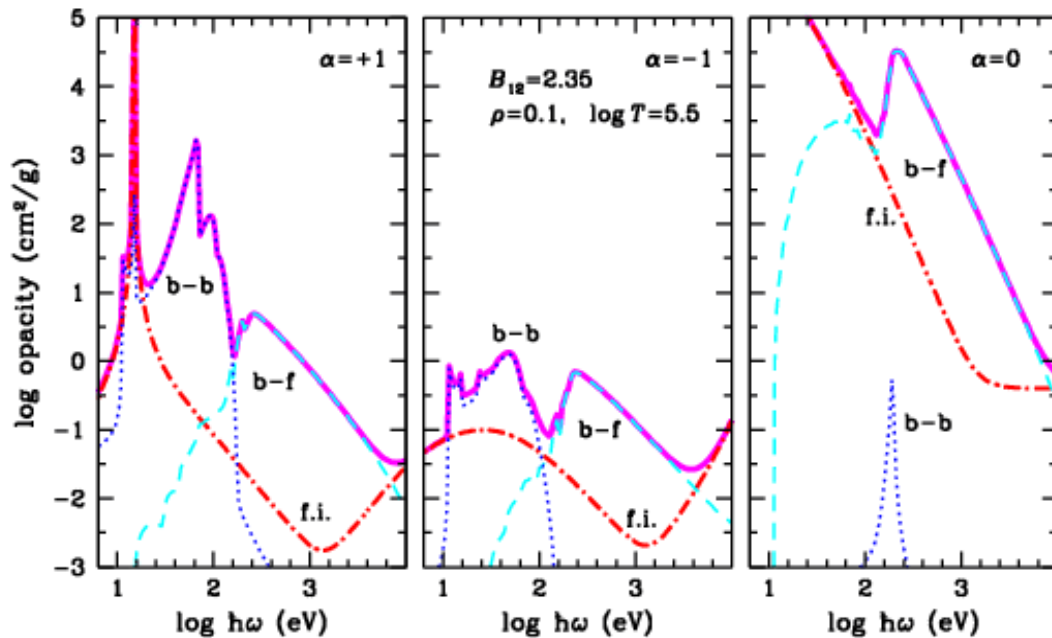
Силы осцилляторов для переходов с основного на низколежащие возбуждённые уровни для 3 основных поляризаций $\alpha=0$ (\parallel) и ± 1 в зависимости от поперечного псевдоимпульса при $V=2,35 \times 10^{12}$ Гс.



Сечения фотоионизации атома в основном состоянии для 3 основных поляризаций и 3 значений поперечного псевдоимпульса в зависимости от энергии фотона при $V=2,35 \times 10^{12}$ Гс.

Непрозрачности и поляризуемость водородной плазмы в сильном магнитном поле: эффекты неидеальности и неполной ионизации

$$\kappa_j(\omega, \theta_B) = \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{\alpha}^j(\omega, \theta_B)|^2 \hat{\kappa}_{\alpha}(\omega), \quad j = 1, 2 (X, O)$$



Непрозрачности для 3 основных поляризаций.

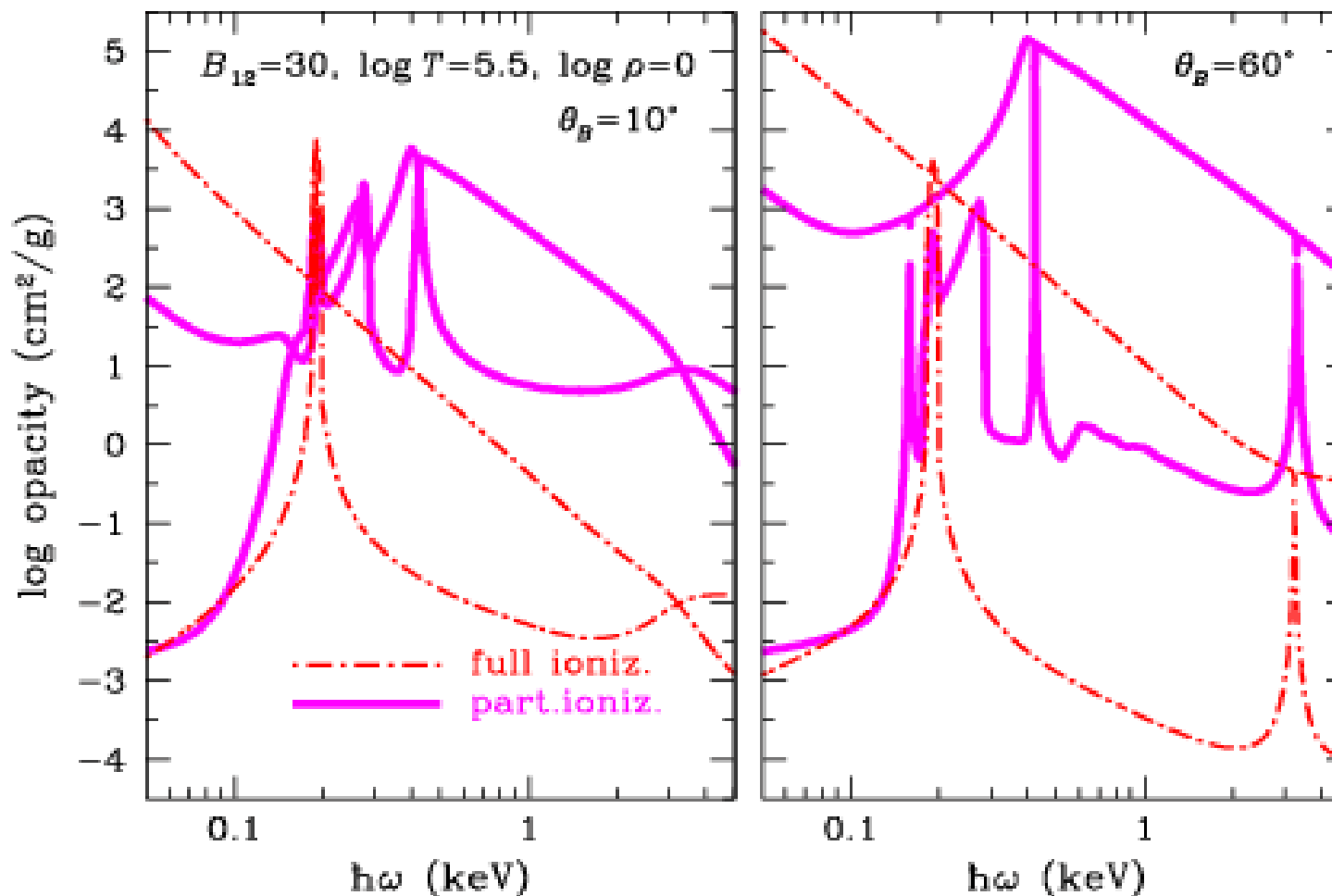
Сплшные кривые – с учётом связ. состояний, штрихпунктир – по модели полной ионизации

[AYP & Chabrier (2003) *ApJ* 585, 955]

Справа: *вверху* – основные компоненты коэффициентов поглощения; *в середине и внизу* – компоненты тензора поляризуемости

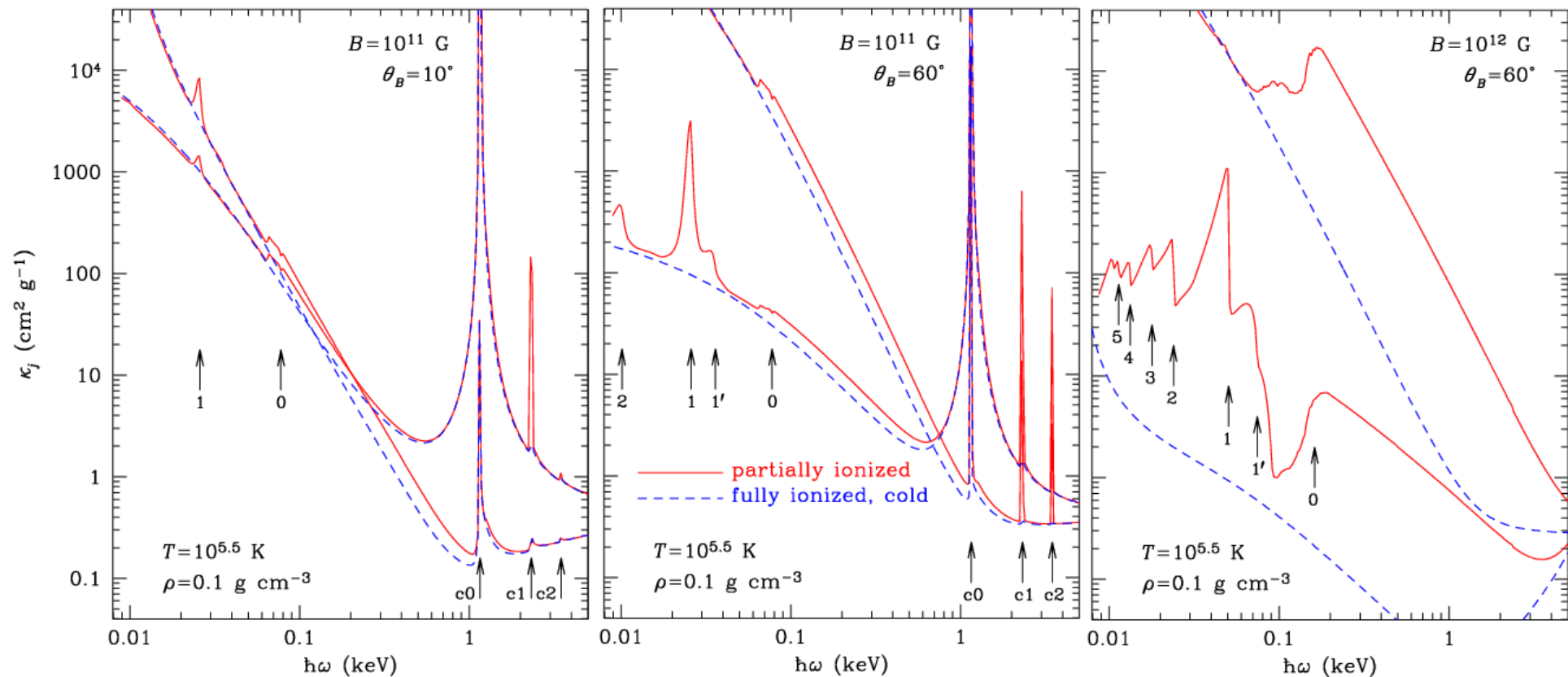
[AYP *et al.* (2004) *ApJ* 612, 1034]

Спектральные непрозрачности для нормальных поляризационных мод



Непрозрачности для необыкновенной (нижняя кривая каждого типа) и обыкновенной (верхняя кривая каждого типа) поляризационных мод излучения в модели полностью ионизованной плазмы (штрихпунктир) и с учётом наличия связанных состояний и переходов между ними (сплошные кривые) при одинаковых значениях температуры и плотности для $B = 3 \times 10^{13}$ Гс и двух разных углов θ_B между волновым вектором и магнитными силовыми линиями, указанных на рисунках [AYP, Lai, Chabrier, Ho, *Astrophys. J.* **612**, 1034 (2004)].

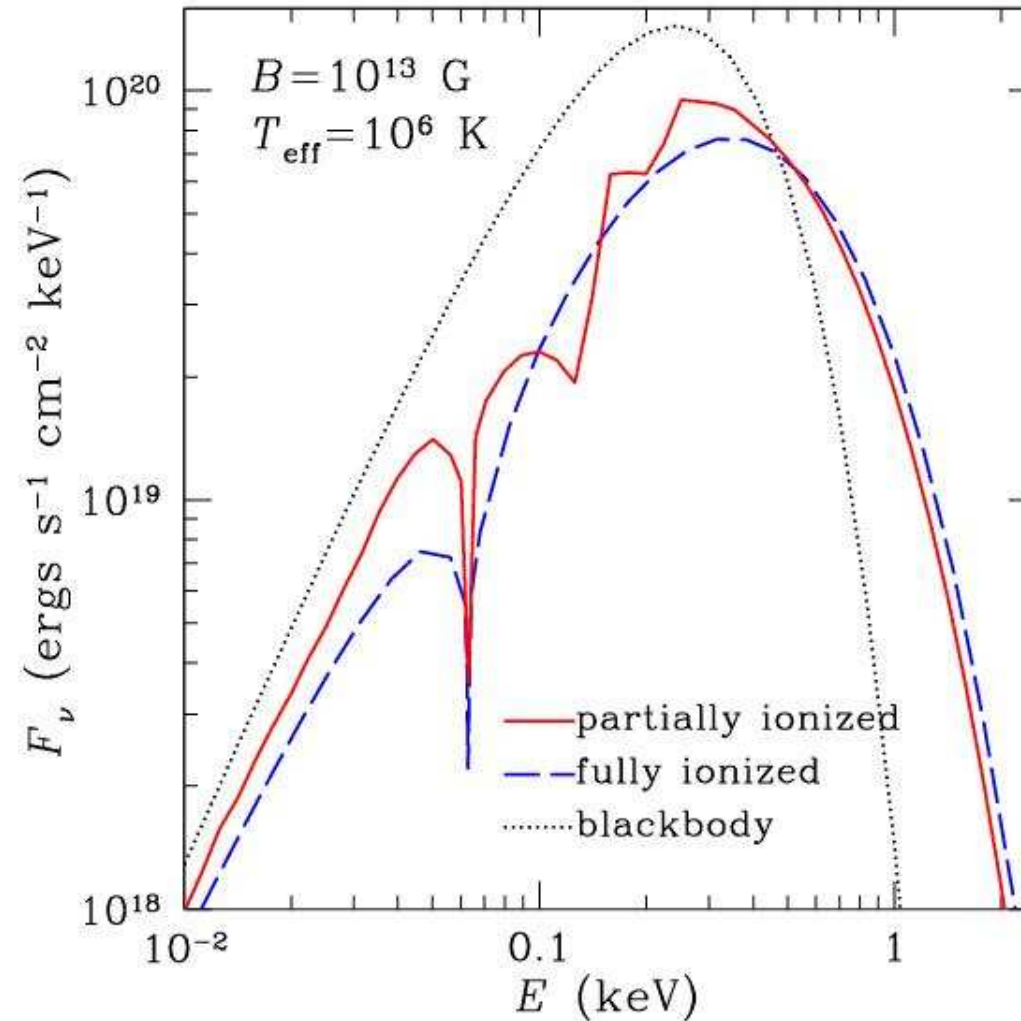
Спектральные непрозрачности для нормальных поляризационных мод



Непрозрачности для необыкновенной (нижняя кривая каждого типа) и обыкновенной (верхняя кривая каждого типа) поляризационных мод излучения в модели холодной полностью ионизованной плазмы (синие штриховые кривые) и вне рамок модели холодной плазмы с учётом наличия связанных состояний и переходов между ними (красные сплошные кривые) при одинаковых значениях температуры и плотности, но для разных магнитных полей B и углов θ_B между волновым вектором и магнитными силовыми линиями, указанных на рисунках.

Стрелками отмечены характерные энергии: **0** – энергия основного состояния ($s=0, v=0$) неподвижного атома; **1, 1'** – энергии переходов между основным и двумя возбуждёнными ($s=1, 2$) тесно связанными ($v=0$) состояниями; **2, 3, 4, 5** – энергии переходов между соседними тесно связанными состояниями ($s-1 \rightarrow s$ с $s=2, 3, 4, 5$, соответственно); **c0, c1, c2** – фундаментальная циклотронная энергия и первые две циклотронные гармоники.

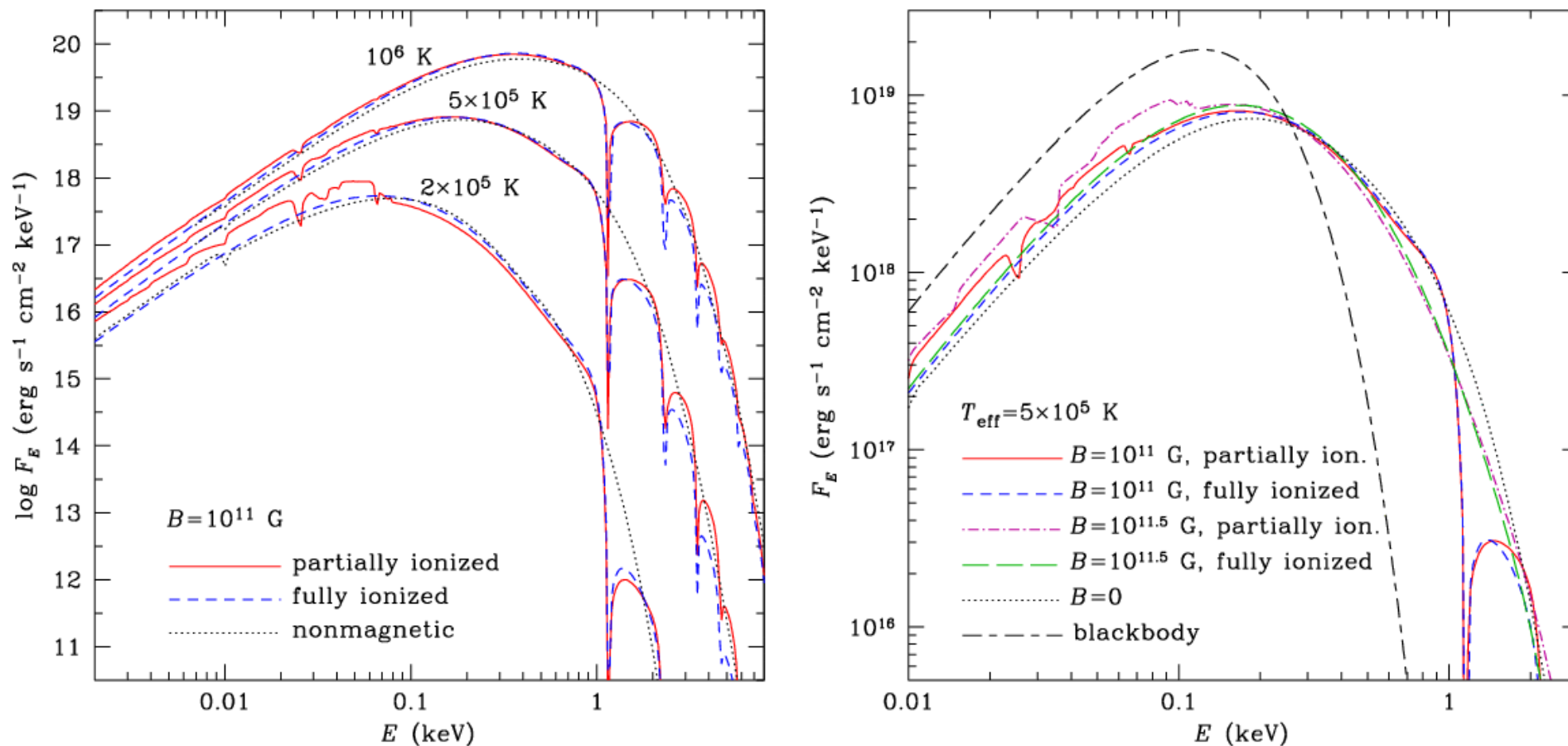
Спектр (сильное поле)



Планковский спектр (точки), модель полностью ионизованной атмосферы (штрихи) и частично ионизованной атмосферы (сплошная кривая)
(поле перпендикулярно к поверхности, поток излучения усреднён по углу)

Спектры (умеренно сильные поля)

AYP, Chabrier, Ho, *Astron. Astrophys.* **572**, A69 (2014)



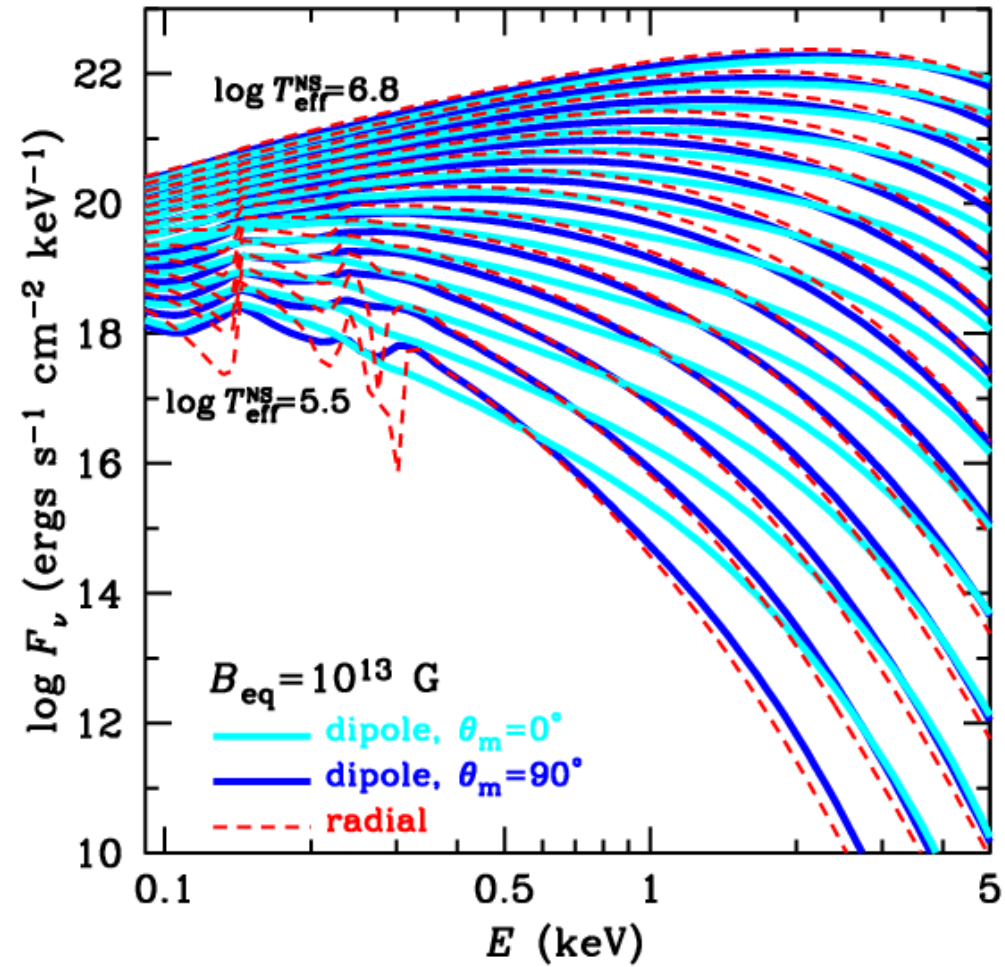
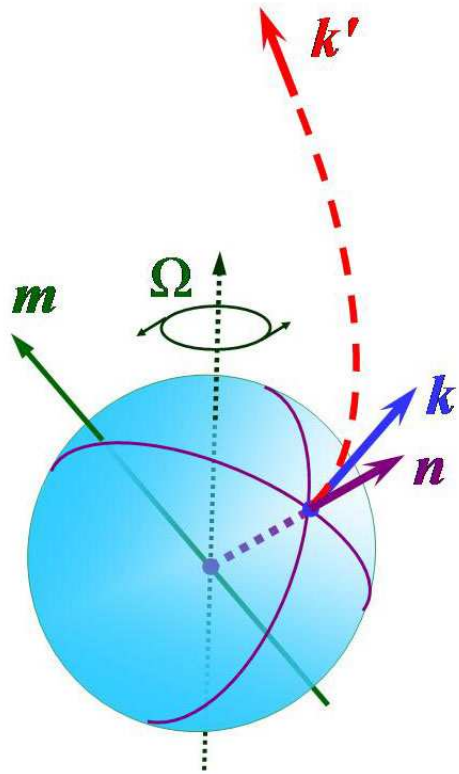
Локальные спектры частично ионизованных водородных атмосфер с умеренно сильными магнитными полями, направленными перпендикулярно поверхности, рассчитанные в приближениях полностью и не полностью ионизованной плазмы, согласно условным обозначениям на рисунках.

Слева – одно магнитное поле $B = 10^{11}$ Гс, разные эффективные температуры.

Справа – одна эффективная температура $T_{\text{eff}} = 5 \times 10^5$ К, разные магнитные поля.

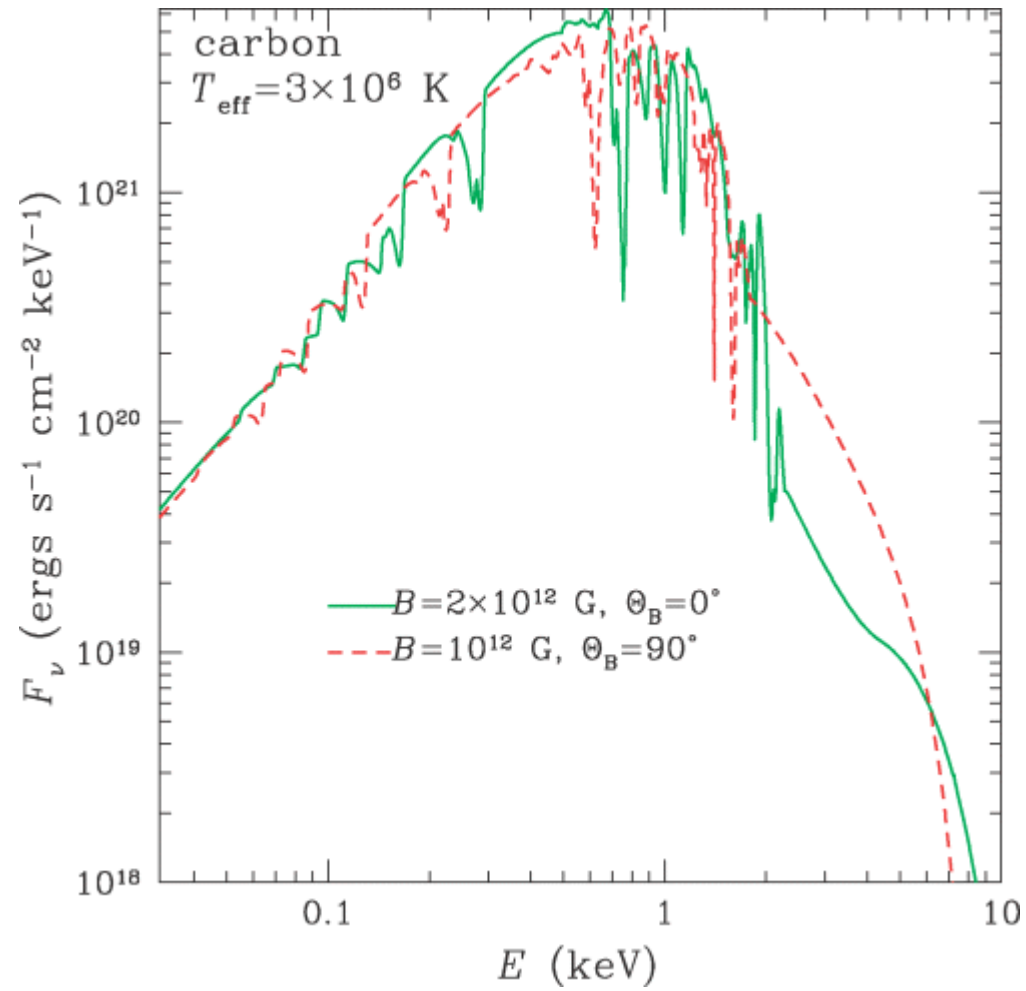
Для сравнения показаны спектры немагнитных атмосфер, а на правом рисунке также планковский спектр.

*Моделирование наблюдаемого спектра:
Усреднение по поверхности звезды с учётом эффектов ОТО*

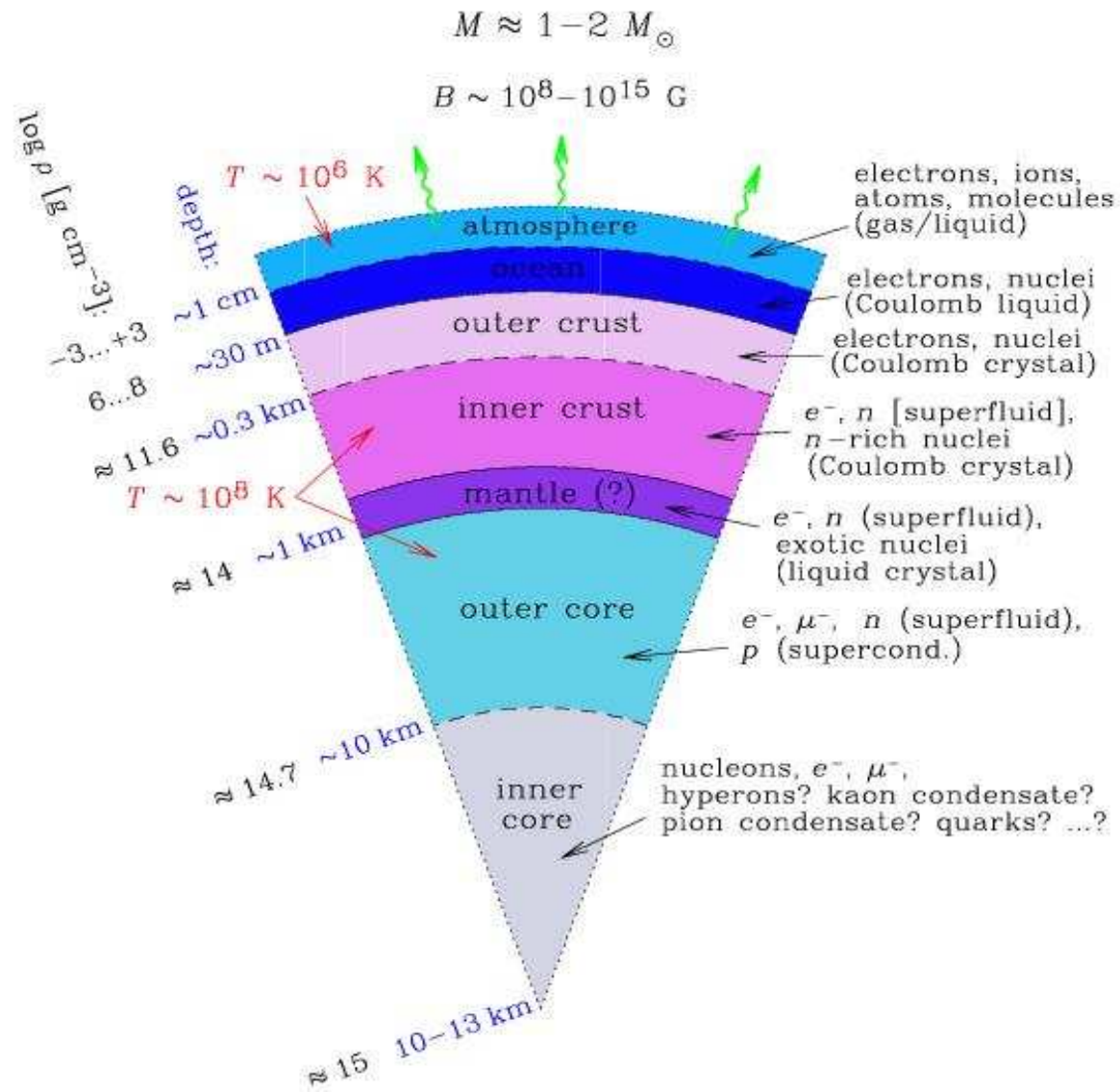


Модели атмосфер для элементов среднего веса

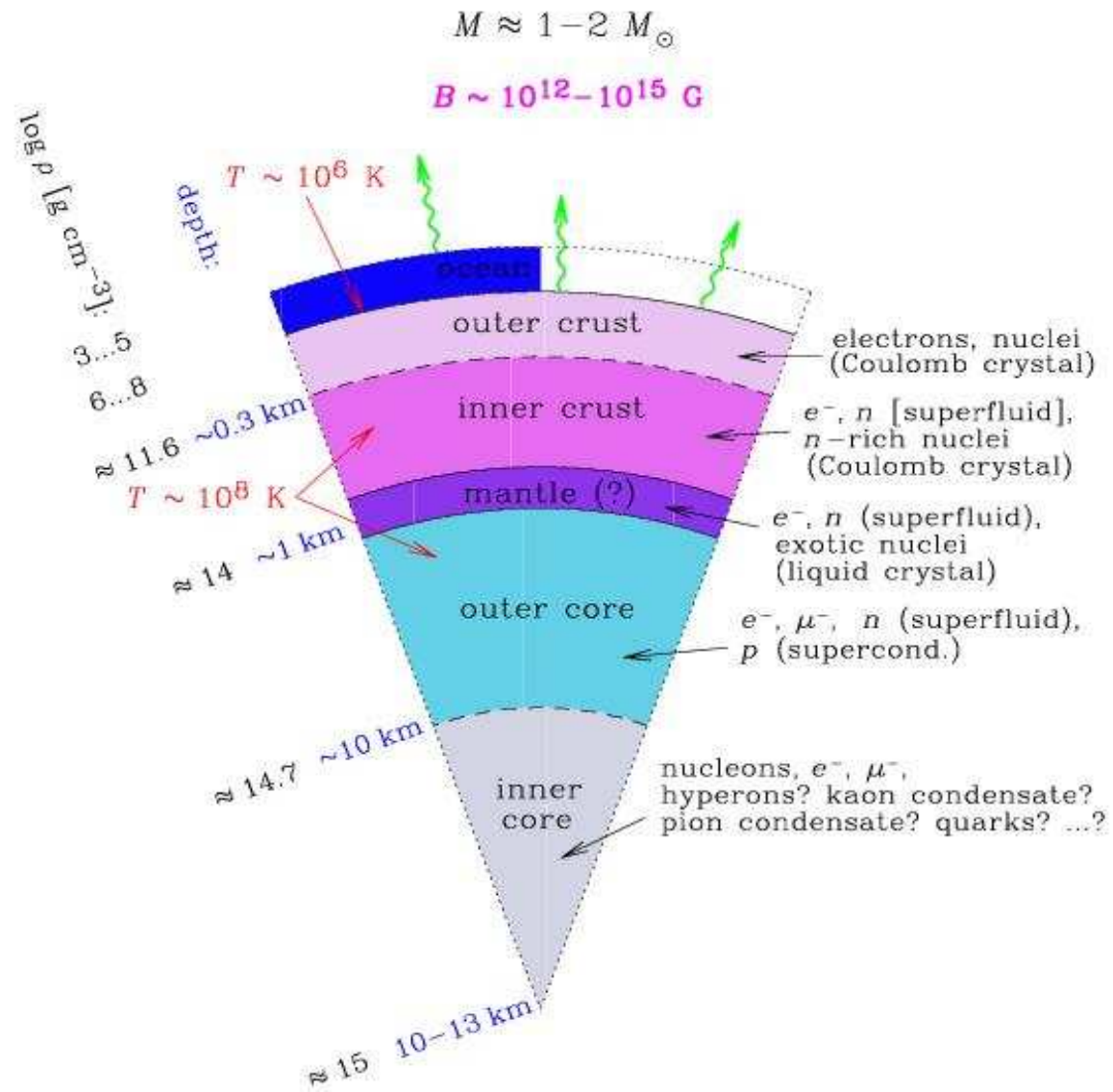
Mori & Ho (2007) *MNRAS* 377, 905



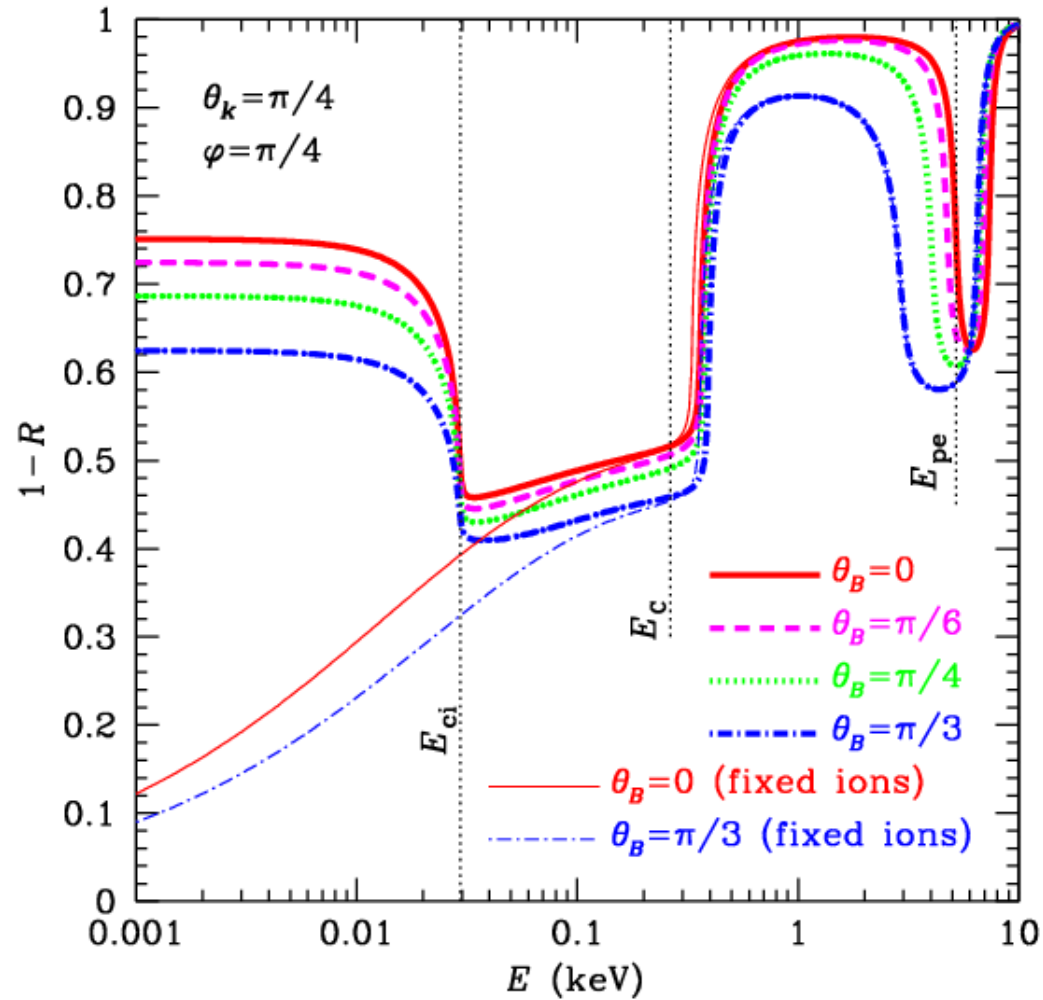
Детальная структура оболочек нейтронной звезды



Вариант – нейтронная звезда без атмосферы

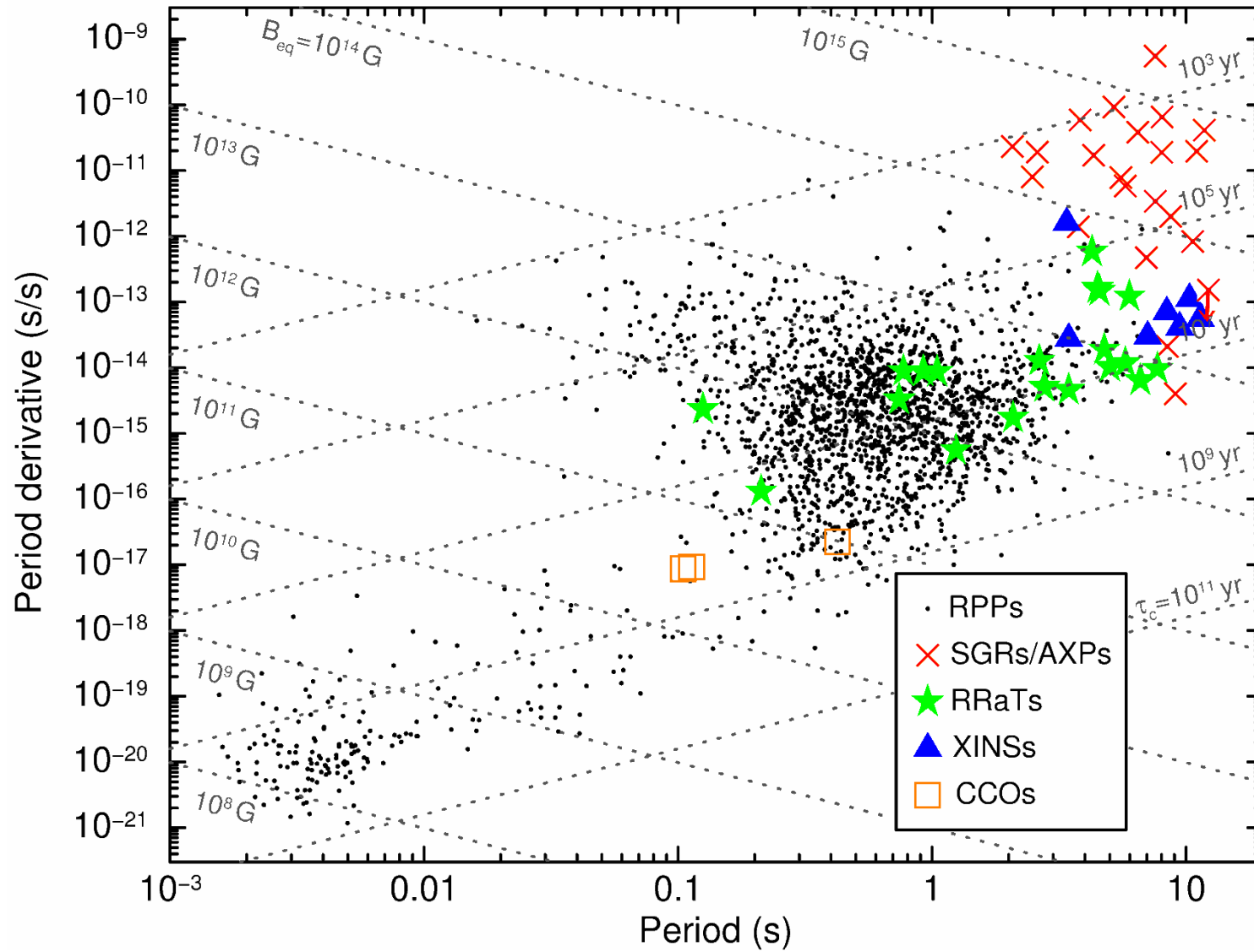


Излучение конденсированной поверхности



Безразмерная излучательная способность железной поверхности как функция энергии фотона при $B=10^{13}$ G и разных углах наклона поля к поверхности θ_B .

Нейтронные звёзды разных типов на диаграмме $P - P'$



Излучение звёзд типа XINSs (X-ray Isolated Neutron Stars) и CCOs (Central Compact Objects) близко к тепловому

Связь теории с наблюдениями ССО 1E 1207.4-5209

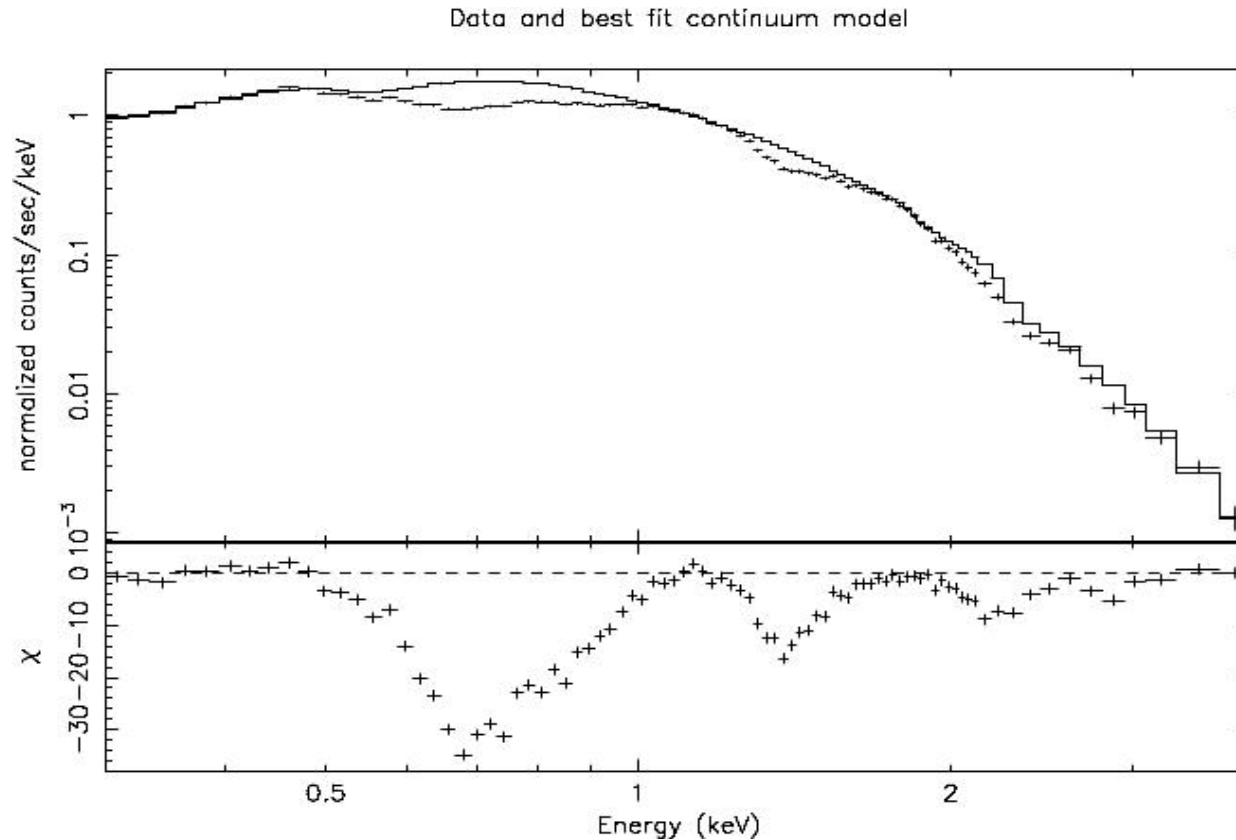
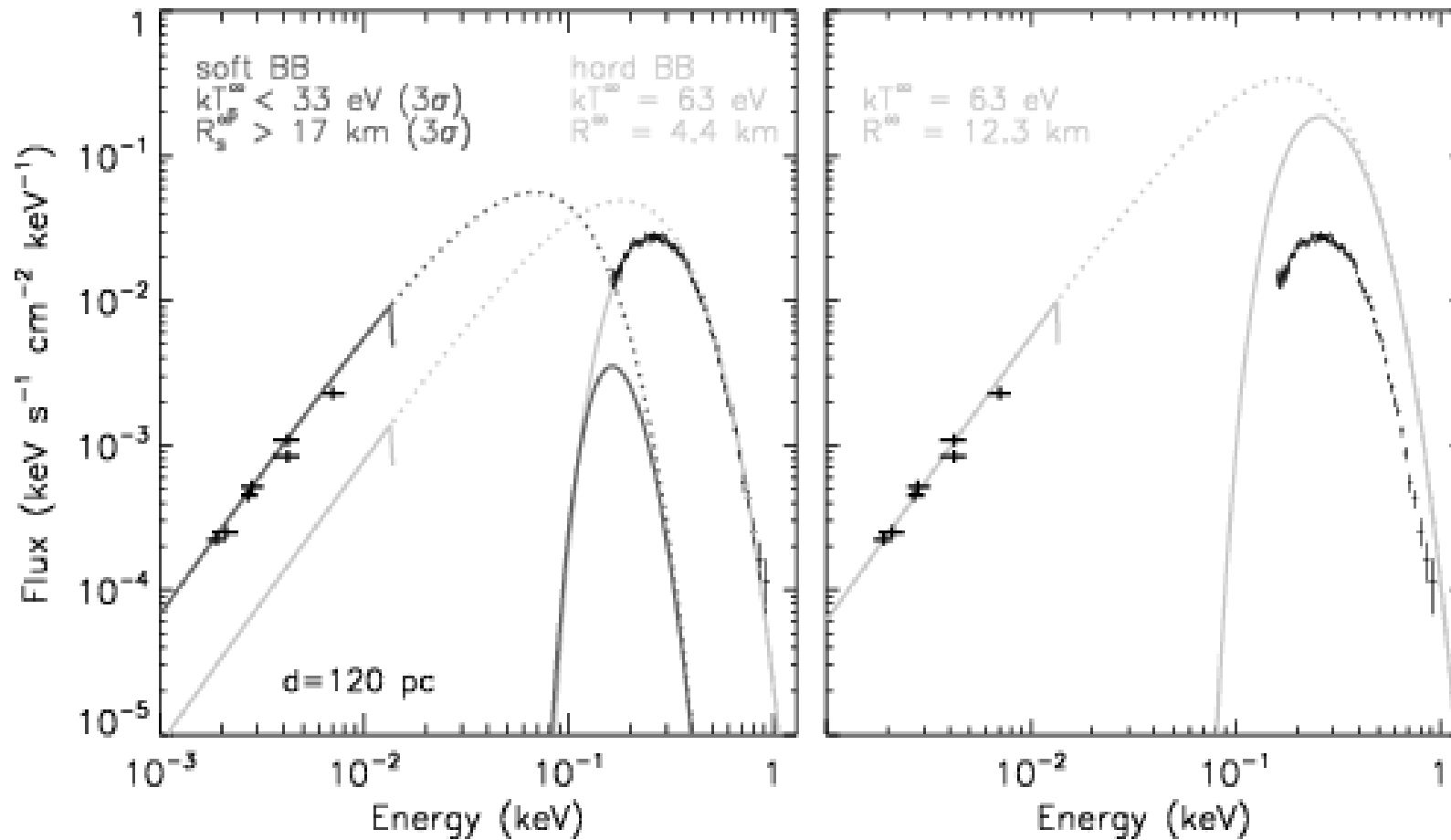


Рисунок взят из работы Биньями и др. (Vignani *et al.* 2004, *Mem.S.A.It.* **75**, 448). Авторы предположили, что наблюдаемые спектральные особенности могут соответствовать циклотронным гармоникам.

Так как электронная циклотронная энергия равна $\hbar\omega_c = \hbar eB/m_e c = 1.1577 \text{ кэВ} \times (B/10^{11} \text{ Гс})$, то с учётом характерного гравитационного красного смещения ($z \sim 0.1 - 0.3$) на поверхности нейтронной звезды эта гипотеза соответствует $B \sim (0.7-0.8) \times 10^{11} \text{ Гс}$. Наблюдаемое замедление вращения также указывает на $B \sim 10^{11} \text{ Гс}$ (Halpern & Gotthelf, *Astrophys. J.* **733**, L28 (2011)).

Связь теории с наблюдениями
XINS RX J1856.4-3754

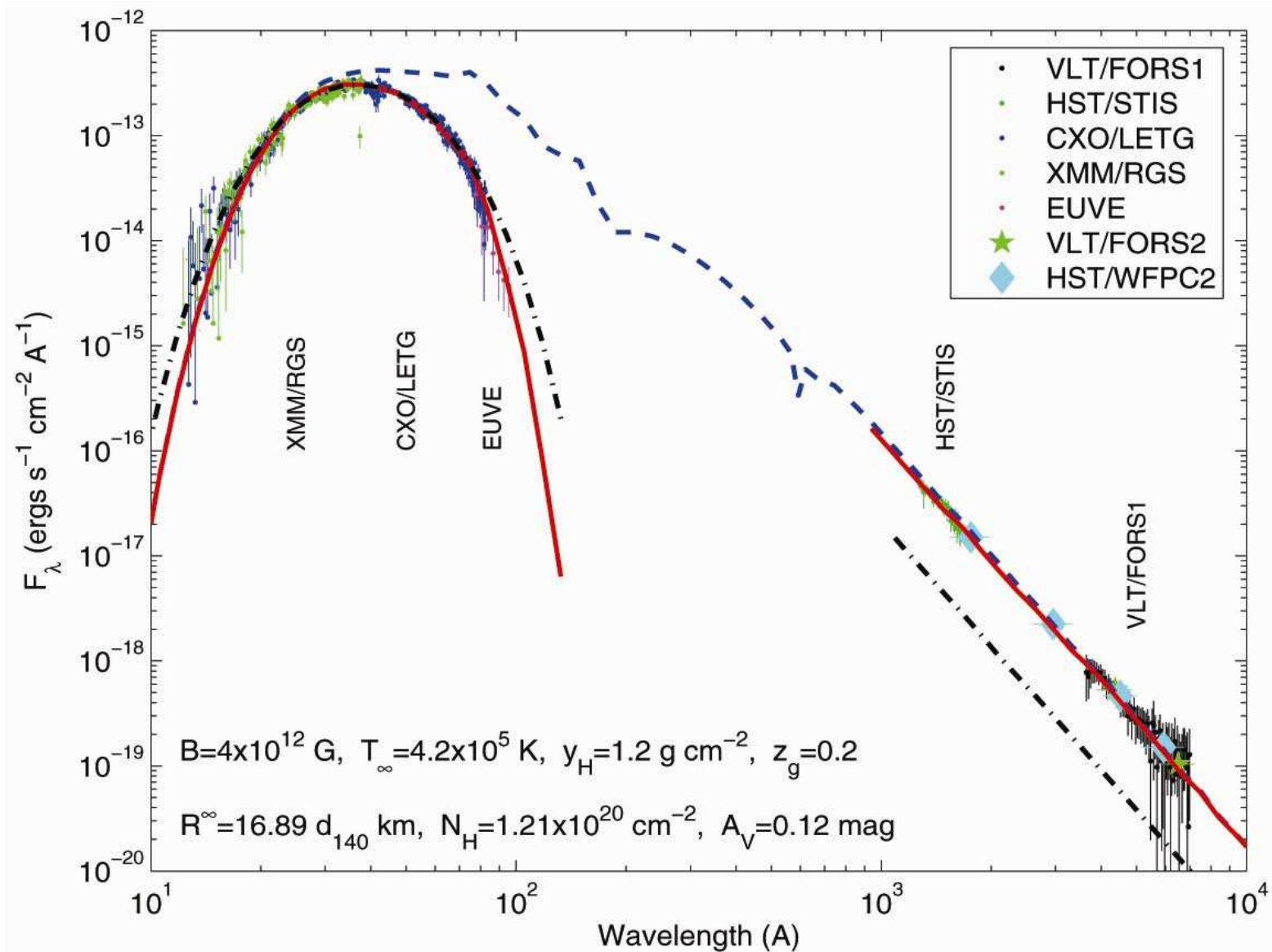


Burwitz *et al.* (2003). Попытки подгонки спектра планковскими функциями

Связь теории с наблюдениями

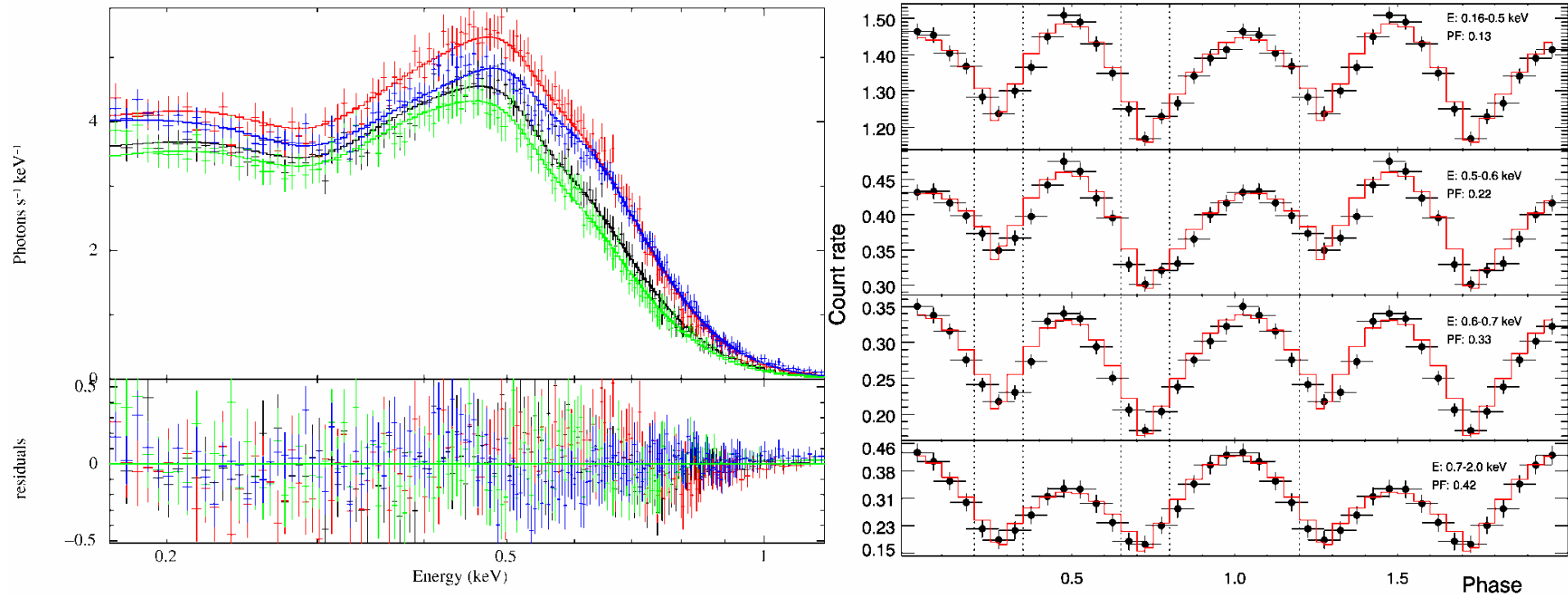
XINS RX J1856.4-3754

Ho et al., *Mon. Not. R. astron. Soc.*, **375**, 821 (2007)



Связь теории с наблюдениями

XINS RBS 1223



Nambaryan *et al.* *Astron. Astrophys.* **534**, A74 (2011).

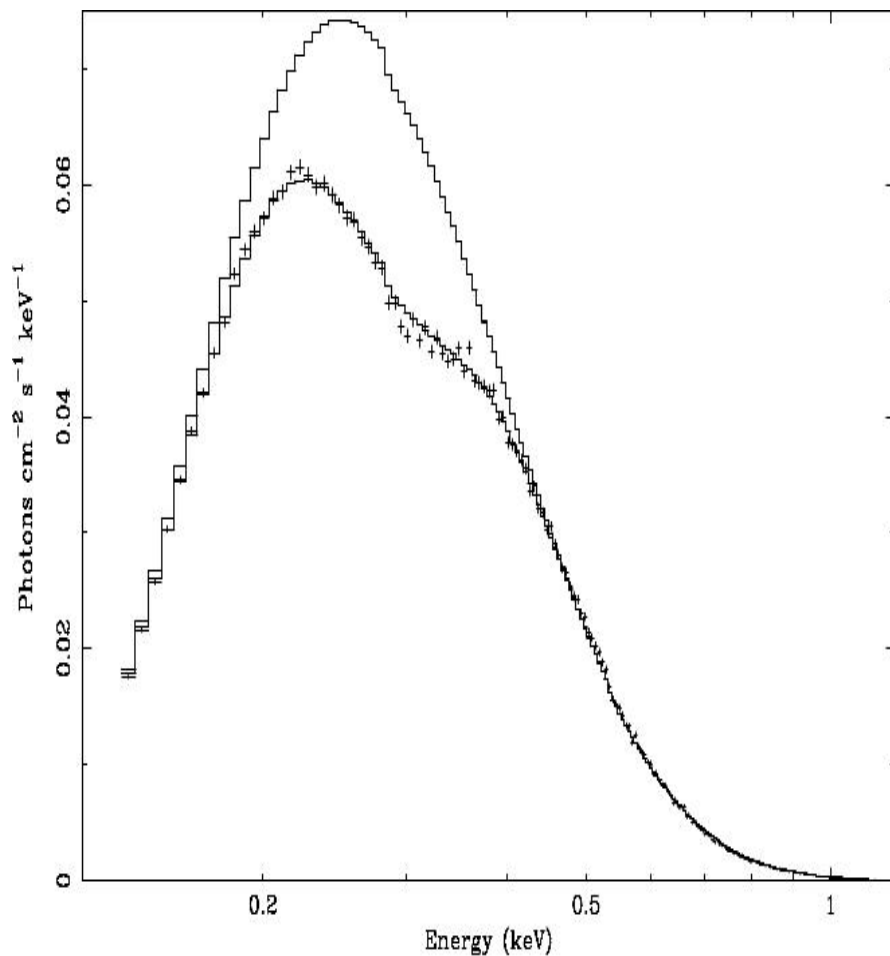
Слева – 4 спектра, соответствующие разным фазам вращения.

Справа – кривые блеска в разных спектральных диапазонах.

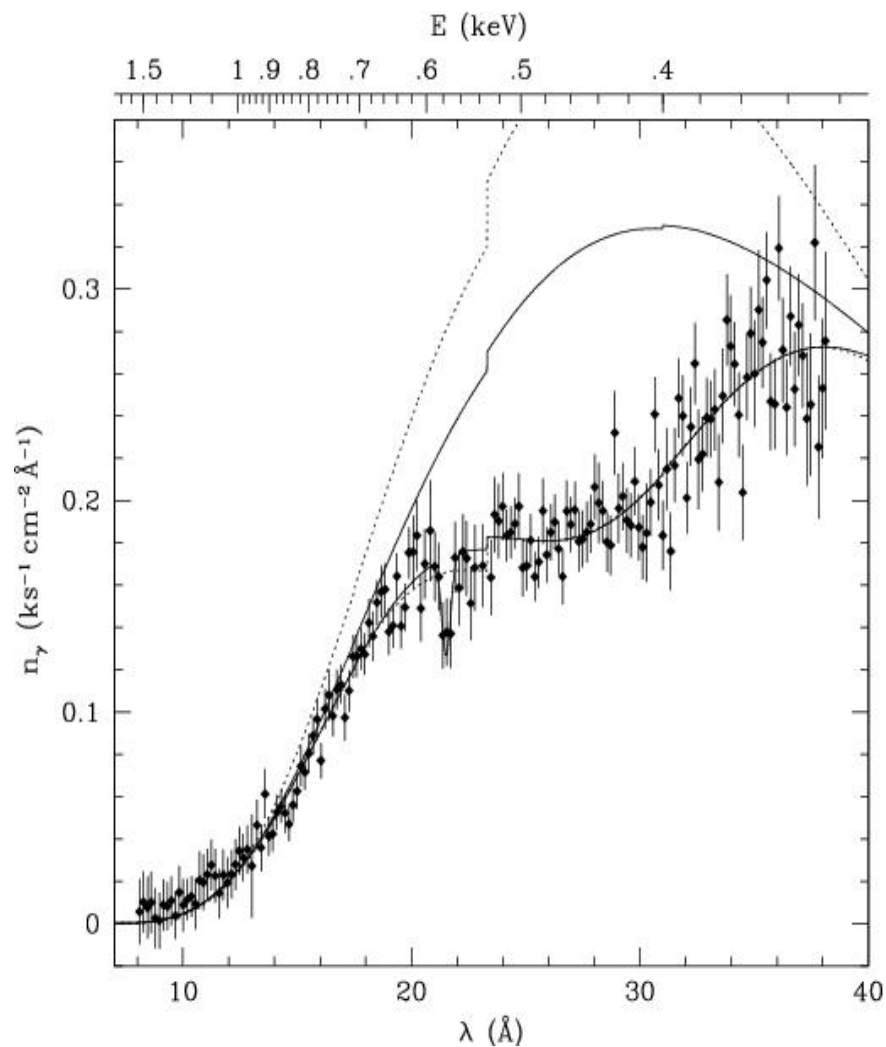
Точки – наблюдения, линии – модель.

Связь теории с наблюдениями

Примеры необъяснённых спектров XINS



Haberl *et al.*, *Astron/ Astrophys.* **419**, 1077 (2004):
спектр RX J0720.4–3125



van Kerkwijk *et al.* *Astrophys. J.* **608**, 432 (2004):
спектр RX J1605.3+3249