

Роль двухфотонных процессов $2s \rightarrow 1s$ в моделях спектров сверхновых SNIIP

Поташов М.Ш.
Блинников С.И.
Долгов А.Д.

Кинетические уравнения

$$\frac{\partial n_{z,i}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{z,i} \vec{v}) = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$

Кинетические уравнения

$$\frac{\partial n_{z,i}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{z,i} \vec{v}) = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$

time-dependent

$$\frac{Dn_{z,i}}{Dt} + \frac{3n_{z,i}}{t} = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$

Кинетические уравнения

$$\frac{\partial n_{z,i}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{z,i} \vec{v}) = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$

time-dependent

~~$$\frac{Dn_{z,i}}{Dt} + \frac{3n_{z,i}}{t} = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$~~

Кинетические уравнения

$$\frac{\partial n_{z,i}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{z,i} \vec{v}) = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$

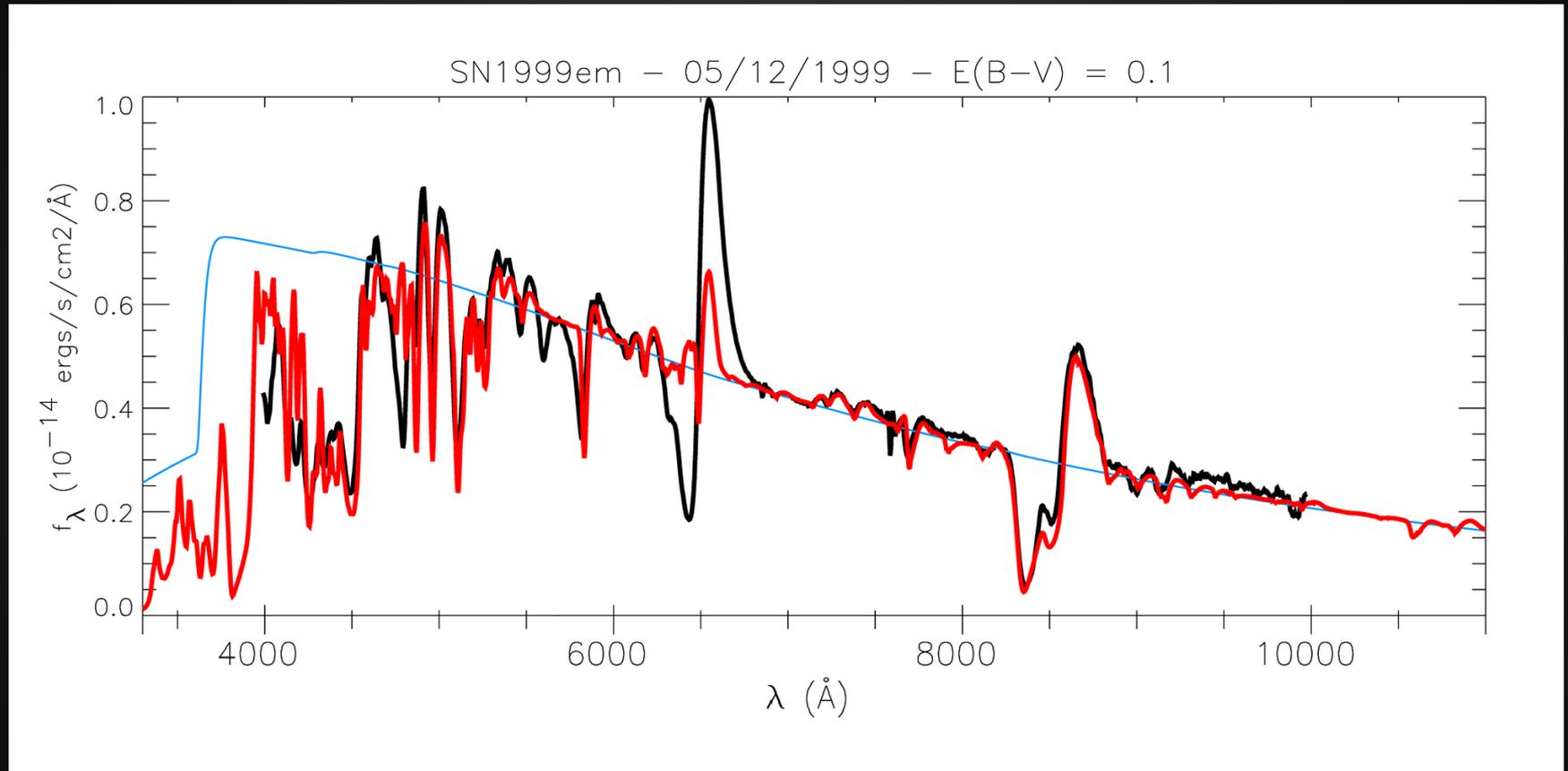
time-dependent

~~$$\frac{Dn_{z,i}}{Dt} + \frac{3n_{z,i}}{t} = \sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j})$$~~

steady-state approximation

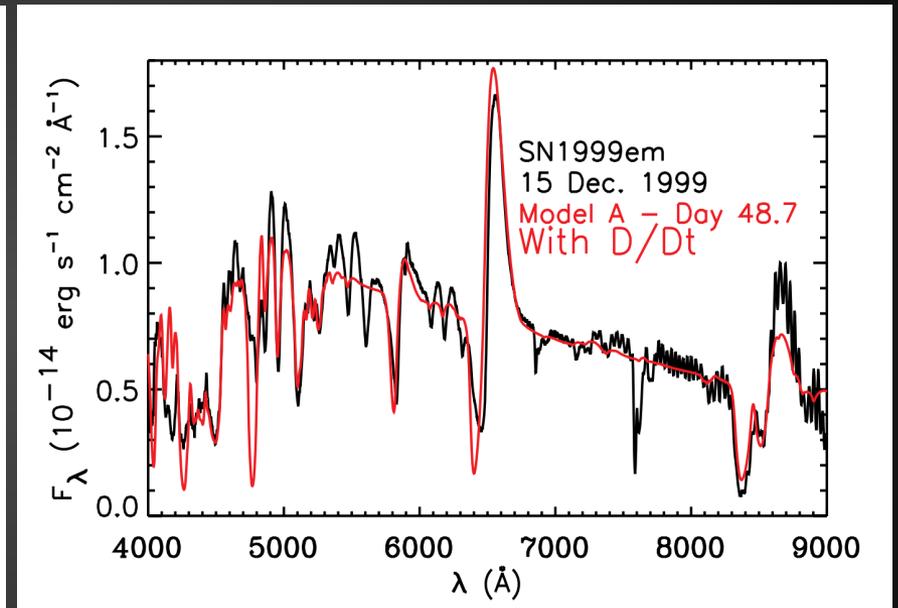
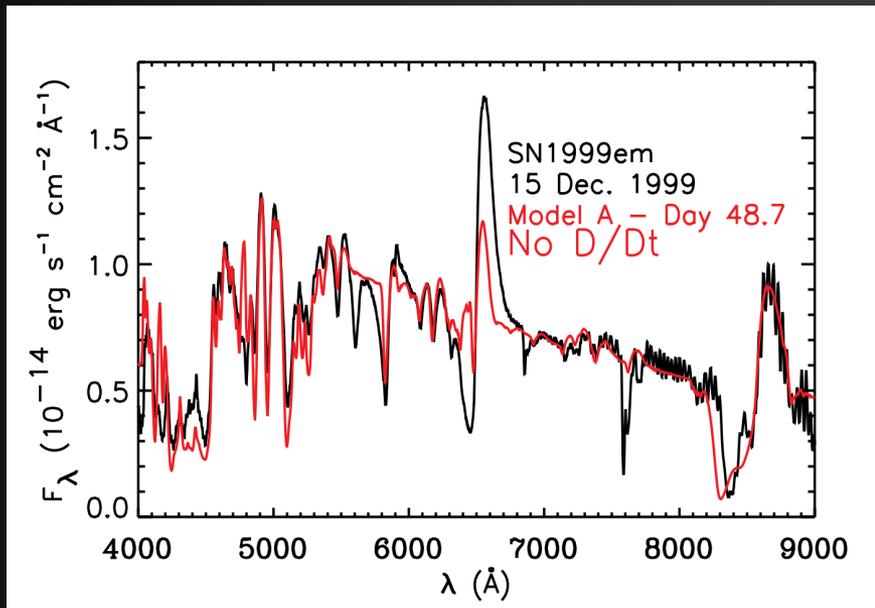
$$\sum_{j \neq i} (n_{z,j} P_{j,i} - n_{z,i} P_{i,j}) = 0$$

Слабая линия H- α , SN 1999em, 37 день



Dessart, L., Hillier, J. 2006, A&A 447, 691–707, CMFGEN

Time-dependent, SN 1999em, 48 день



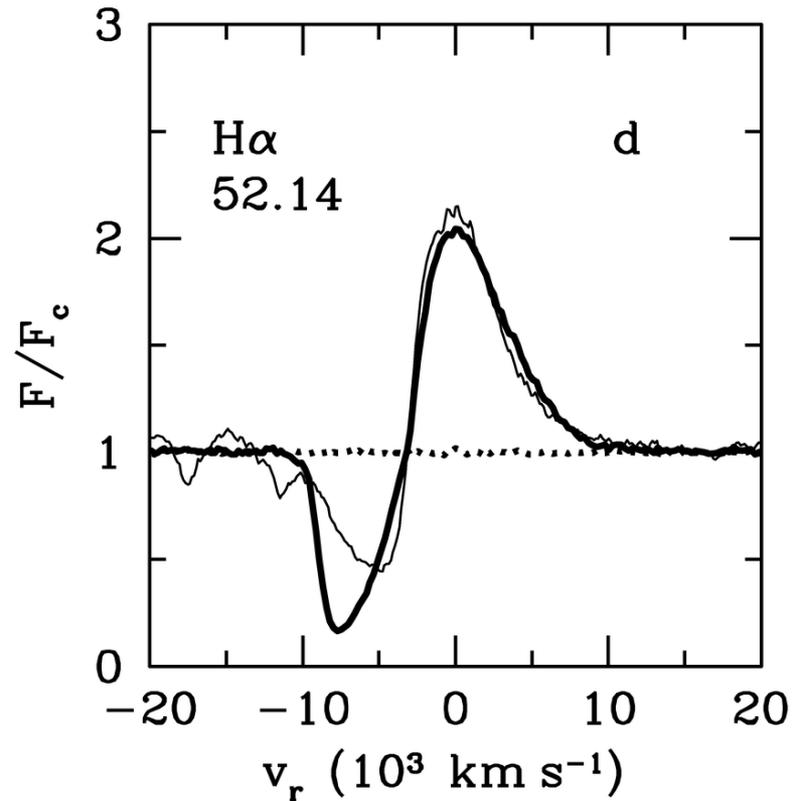
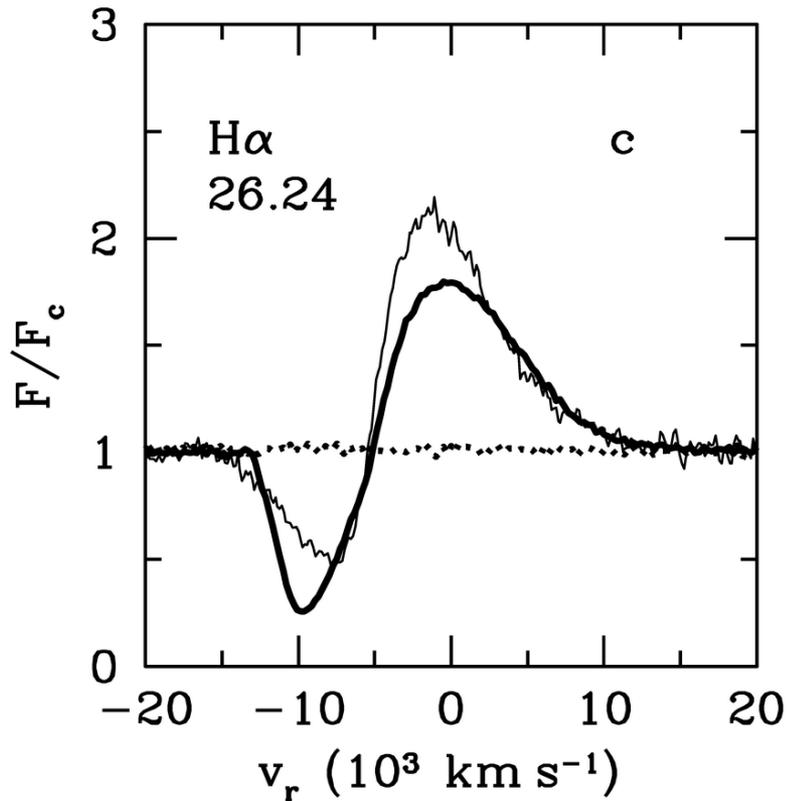
Dessart, L., Hillier, J. 2007, MNRAS 383, 57–74, CMFGEN

Когда важна временная зависимость?

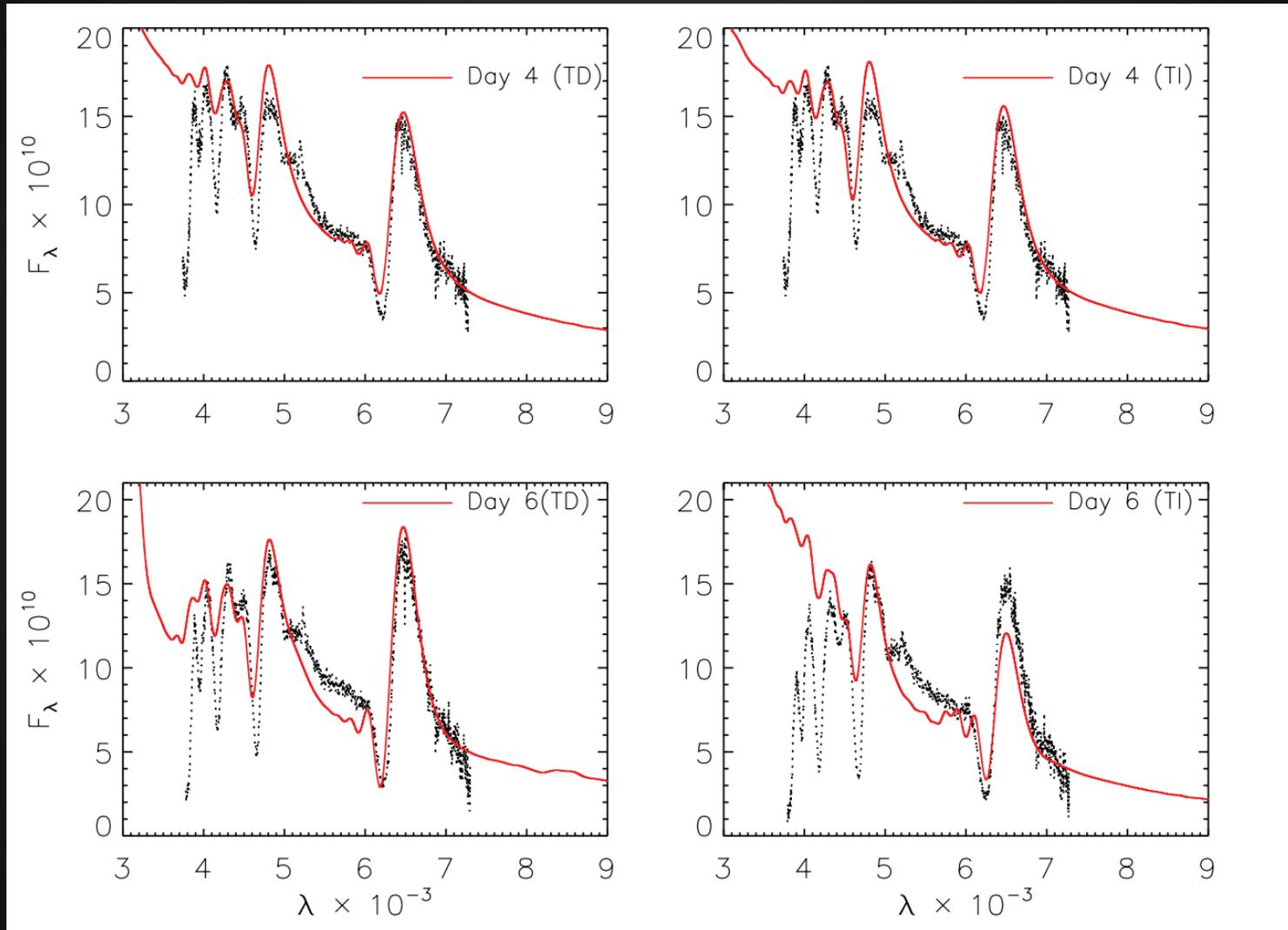
Time-dependent terms in the statistical- and radiative-equilibrium equations become important a few weeks after explosion (Utrobin & Chugai 2005; Dessart & Hillier 2007a,b).

Dessart, L. et al. 2008, ApJ 675, 644–669

Time-dependent, SN 1999em, 26 и 52 дни



Time-dependent, SN 1987A, 4 и 6 дни



Когда важна временная зависимость?

SN 1987A also supports the importance of time-dependent rate equations. Therefore, we conclude that time dependence is more important at early times than later times. The effect of multilevel atoms can be seen in Fig. 9 which clearly shows that even at later

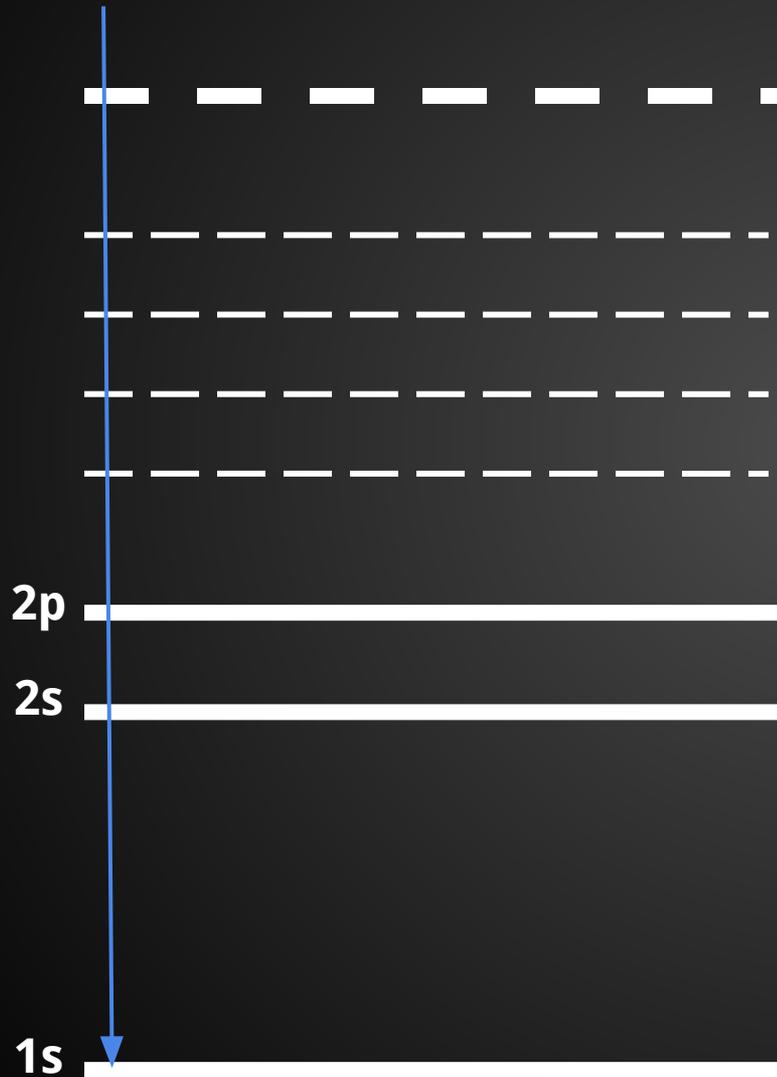
De, S., Baron, E. et al. 2010, MNRAS 401, 2081–2092

Где важен двухфотонный процесс?

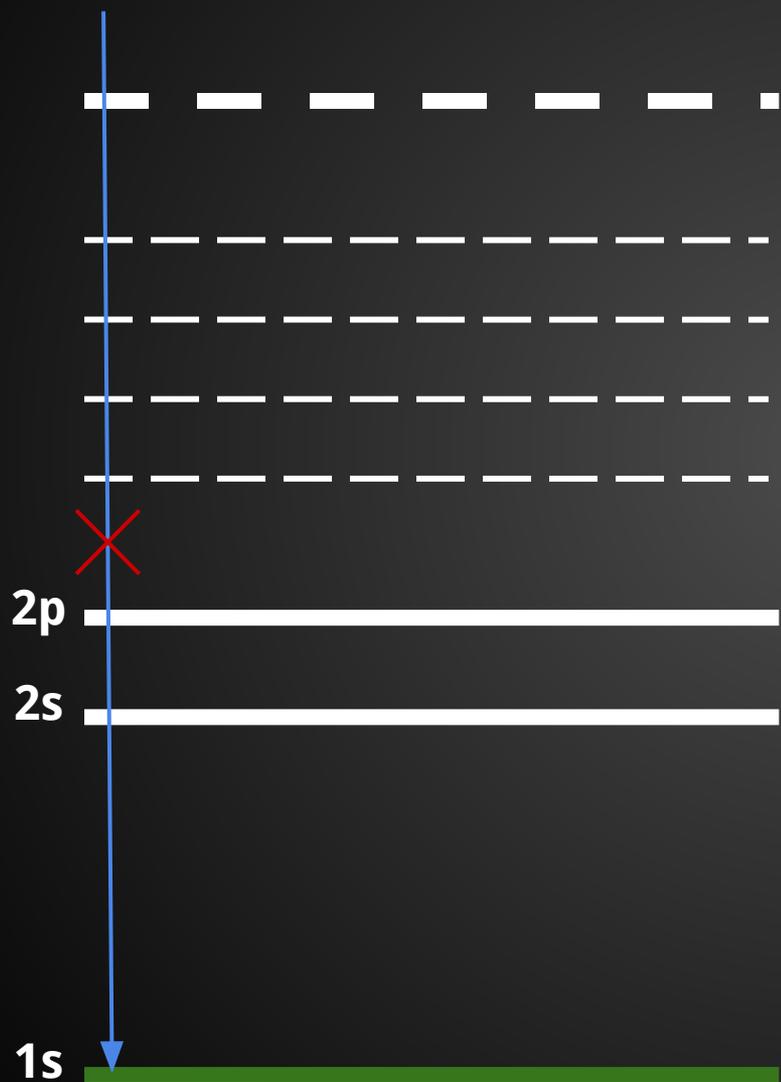
quite different when compared to models C and D. Table 2 shows the changes due to the 2γ process. For model A, at low optical depths ($\tau_{\text{std}} \sim 10^{-4}$) turning on the 2γ process produces about a 20 per cent change in the free electron density, but for $\tau_{\text{std}} \gtrsim 10^{-3}$ no significant change is seen. For model B, there is a significant reduction in the free electron density due to the inclusion of the 2γ

De, S., Baron, E. et al. 2010, MNRAS 407, 658–668

Атом водорода

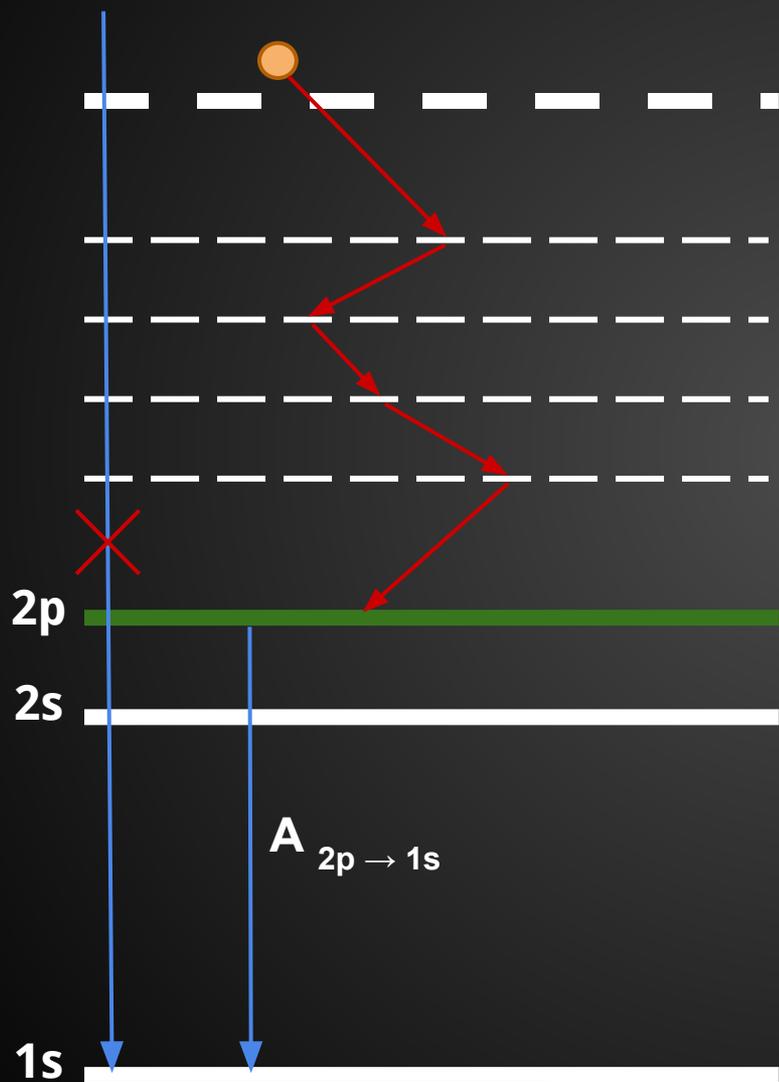


Атом водорода



Прямая рекомбинация на уровень **1s** неэффективна

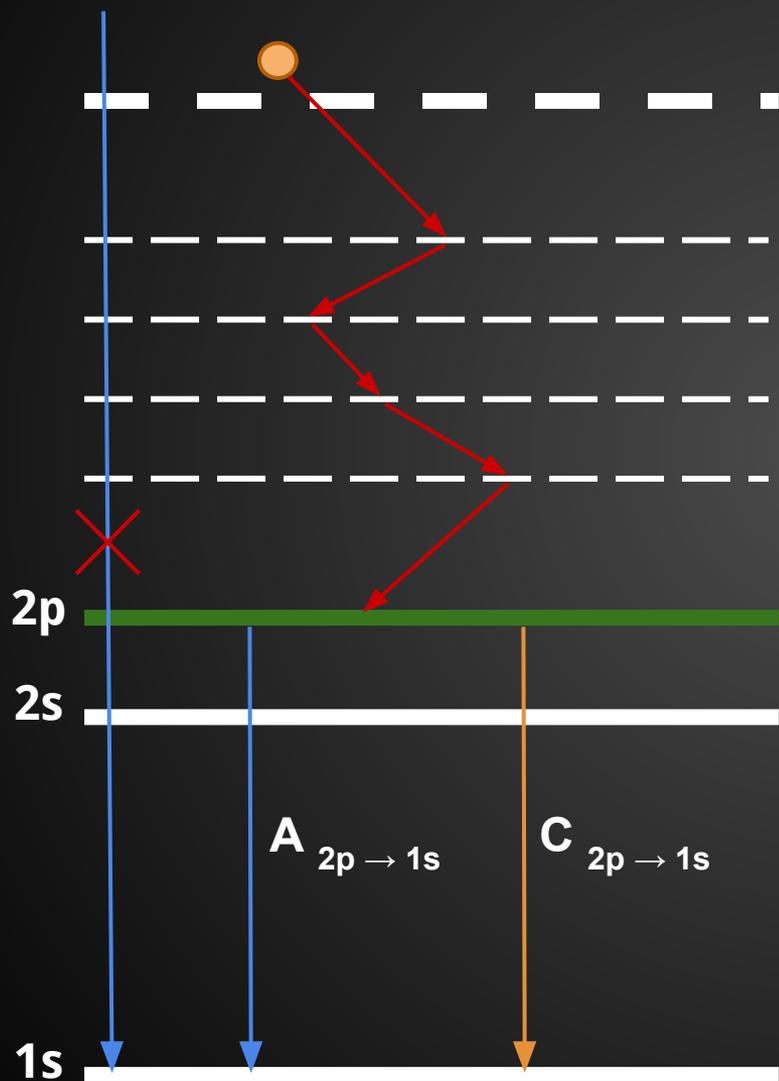
Атом водорода



Прямая рекомбинация на уровень $1s$ неэффективна

Спонтанное излучение $2p \rightarrow 1s$

Атом водорода

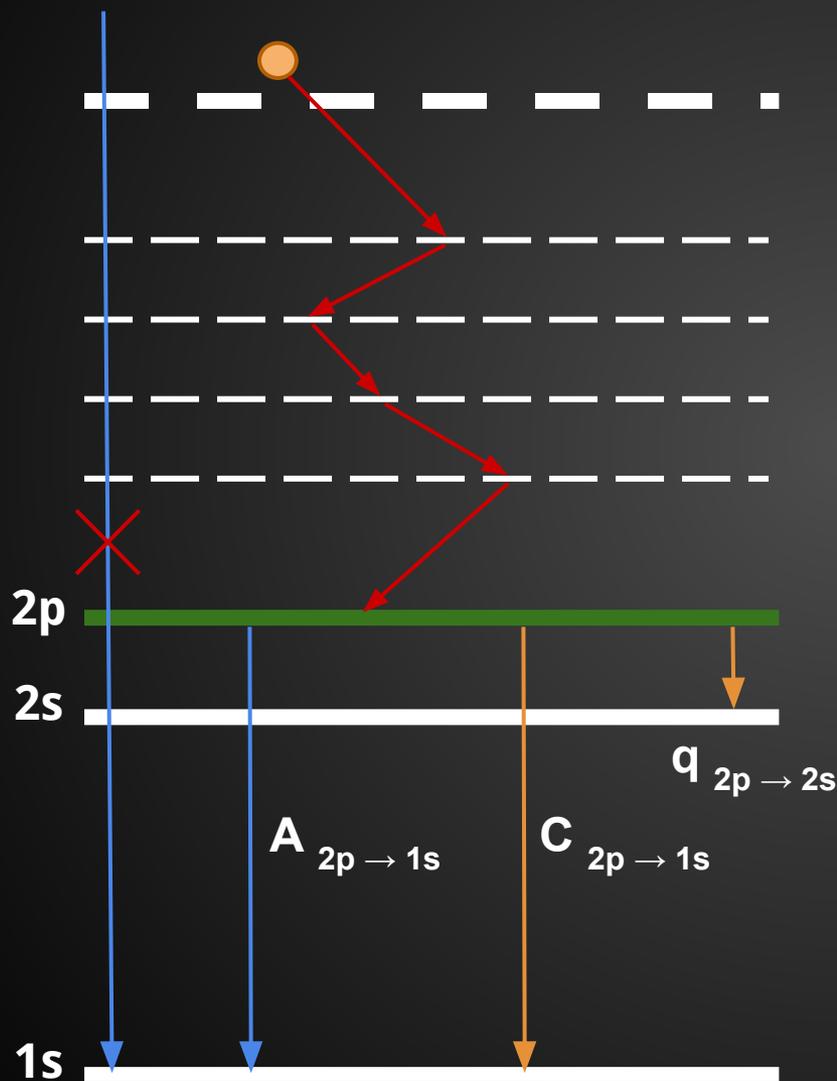


Прямая рекомбинация на уровень $1s$ неэффективна

Спонтанное излучение $2p \rightarrow 1s$

Ударное снятие возбуждения $2p \rightarrow 1s$

Атом водорода



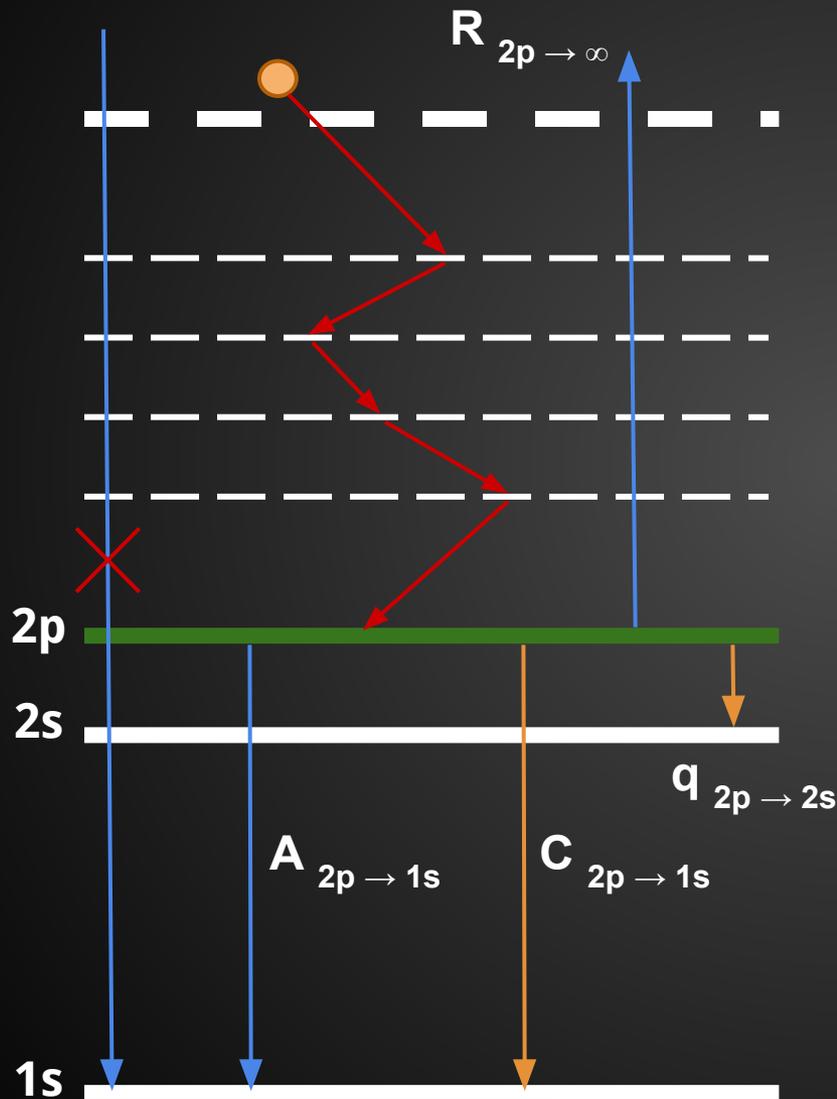
Прямая рекомбинация на уровень **1s** неэффективна

Спонтанное излучение **2p** \rightarrow **1s**

Ударное снятие возбуждения **2p** \rightarrow **1s**

Ударный переход **2p** \rightarrow **2s**

Атом водорода



Прямая рекомбинация на уровень 1s неэффективна

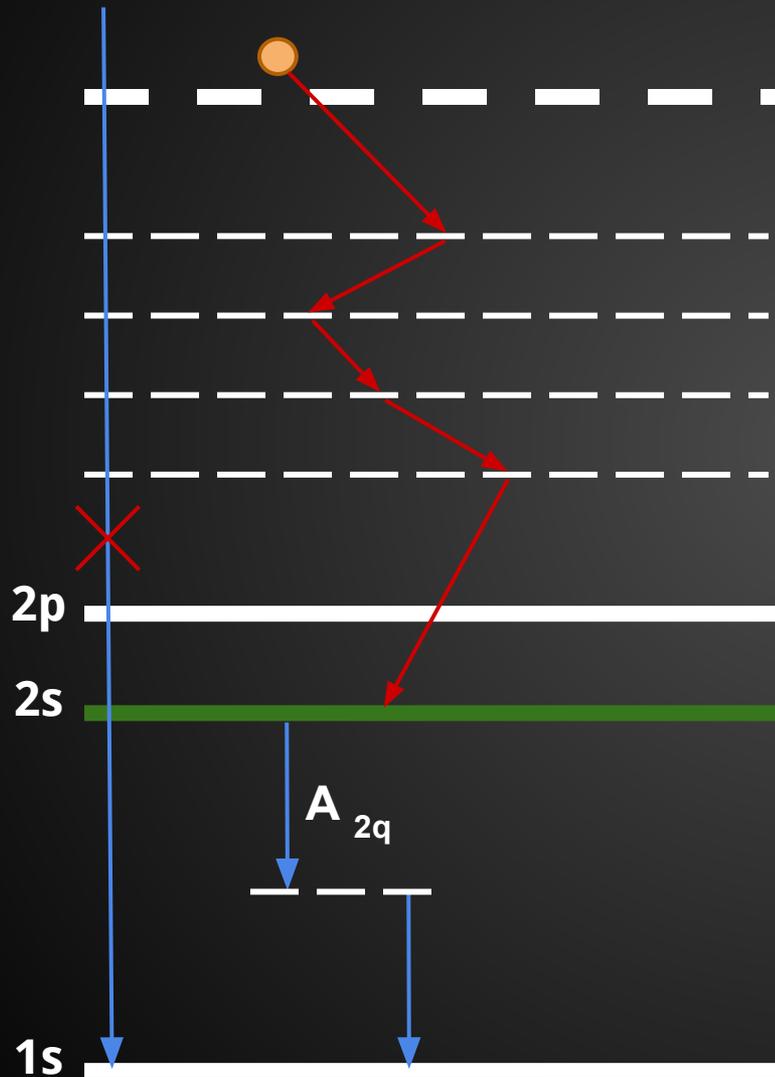
Спонтанное излучение $2p \rightarrow 1s$

Ударное снятие возбуждения $2p \rightarrow 1s$

Ударный переход $2p \rightarrow 2s$

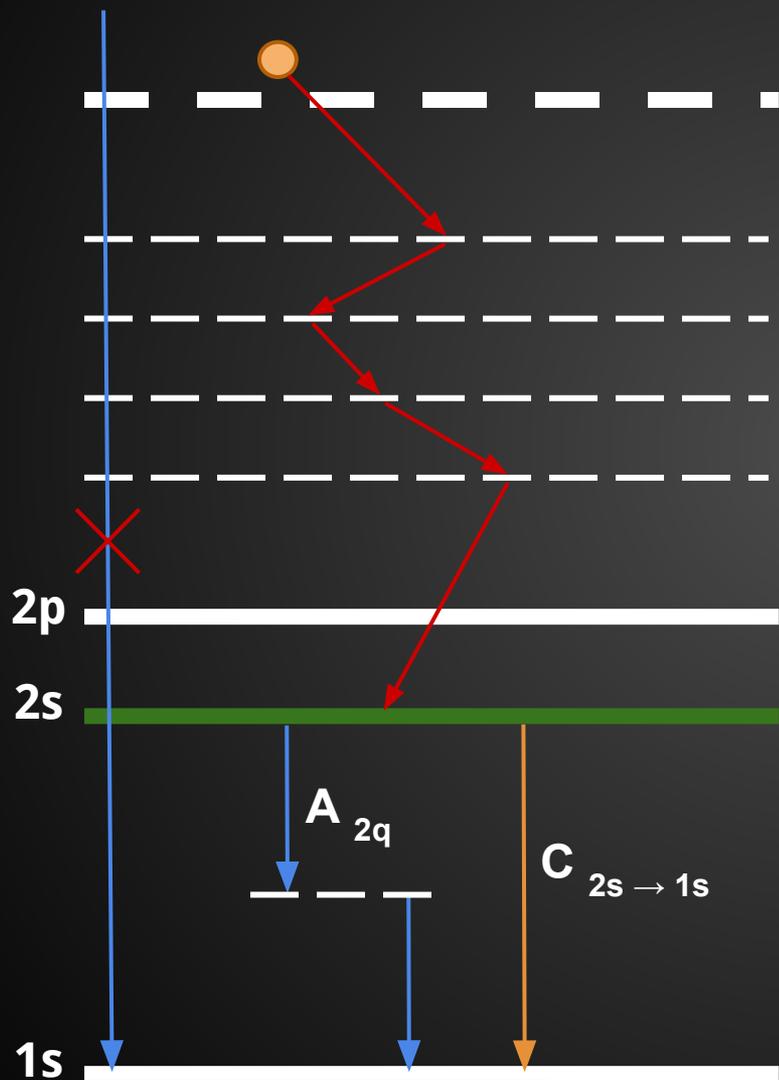
Фотоионизация $2p \rightarrow \infty$

Атом водорода



Двухфотонное
излучение $2q$

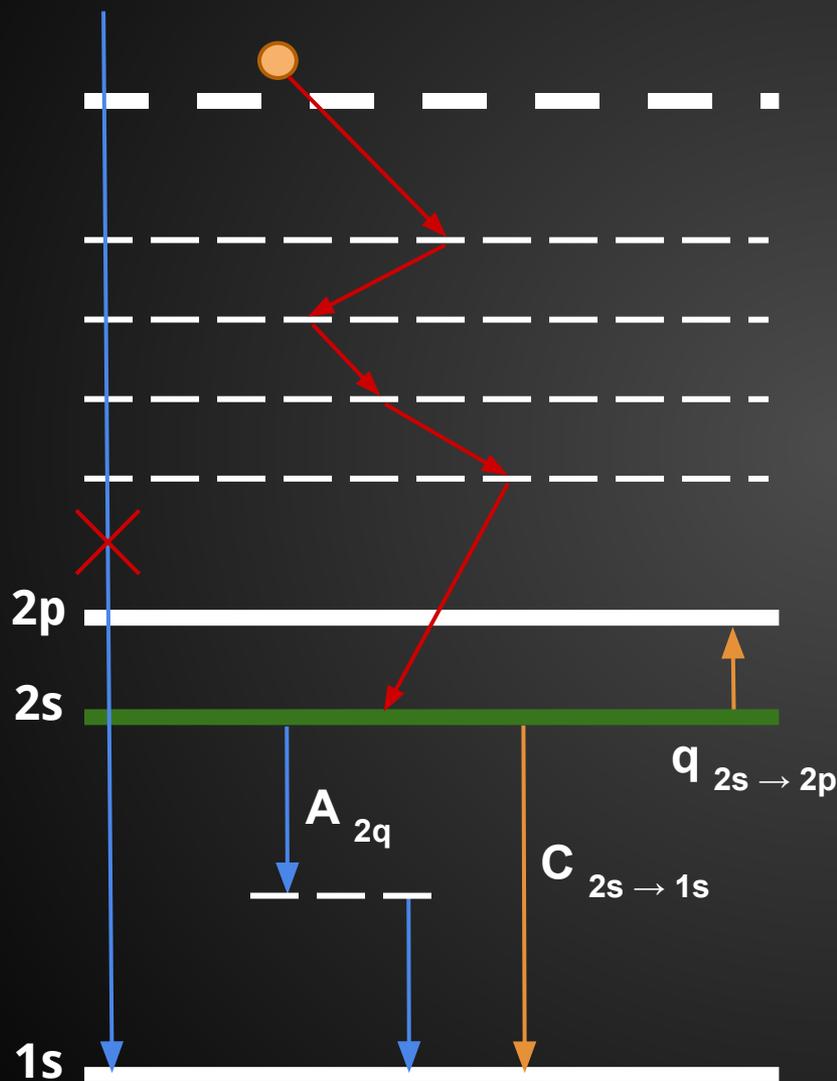
Атом водорода



Двухфотонное
излучение **2q**

Ударное снятие
возбуждения **2s → 1s**

Атом водорода

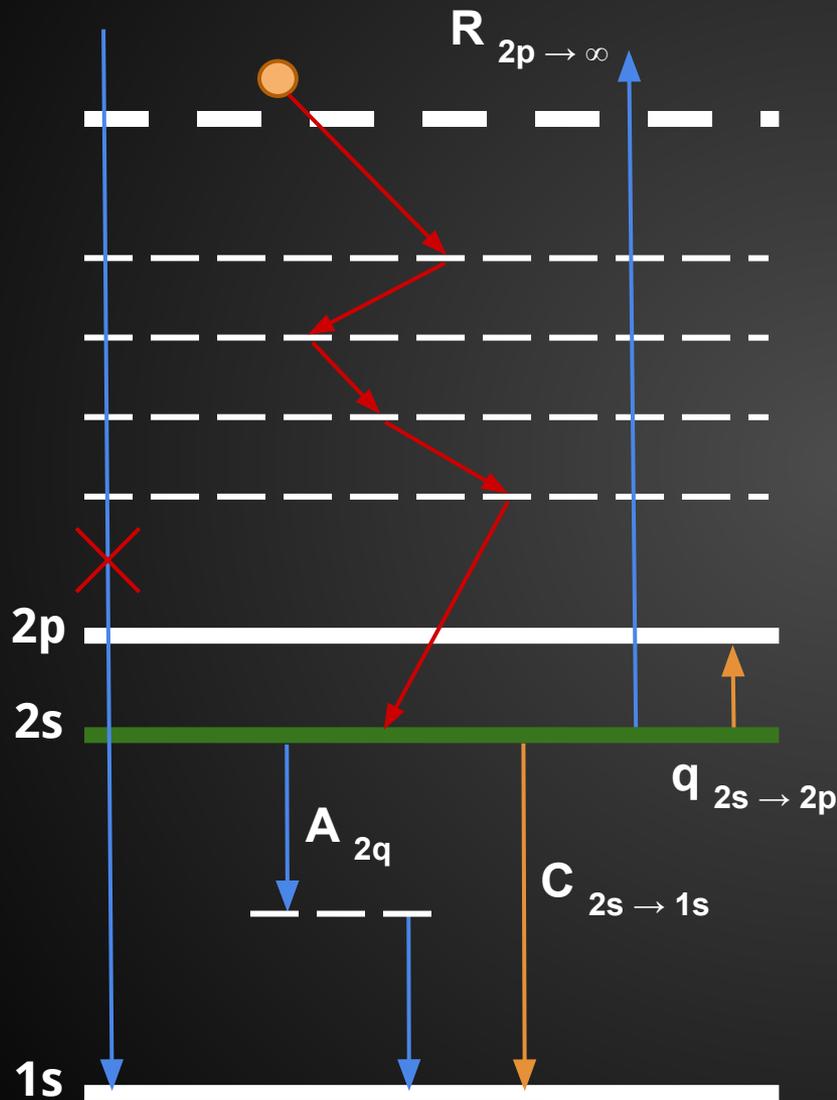


Двухфотонное
излучение $2q$

Ударное снятие
возбуждения $2s \rightarrow 1s$

Ударный переход $2s \rightarrow 2p$

Атом водорода



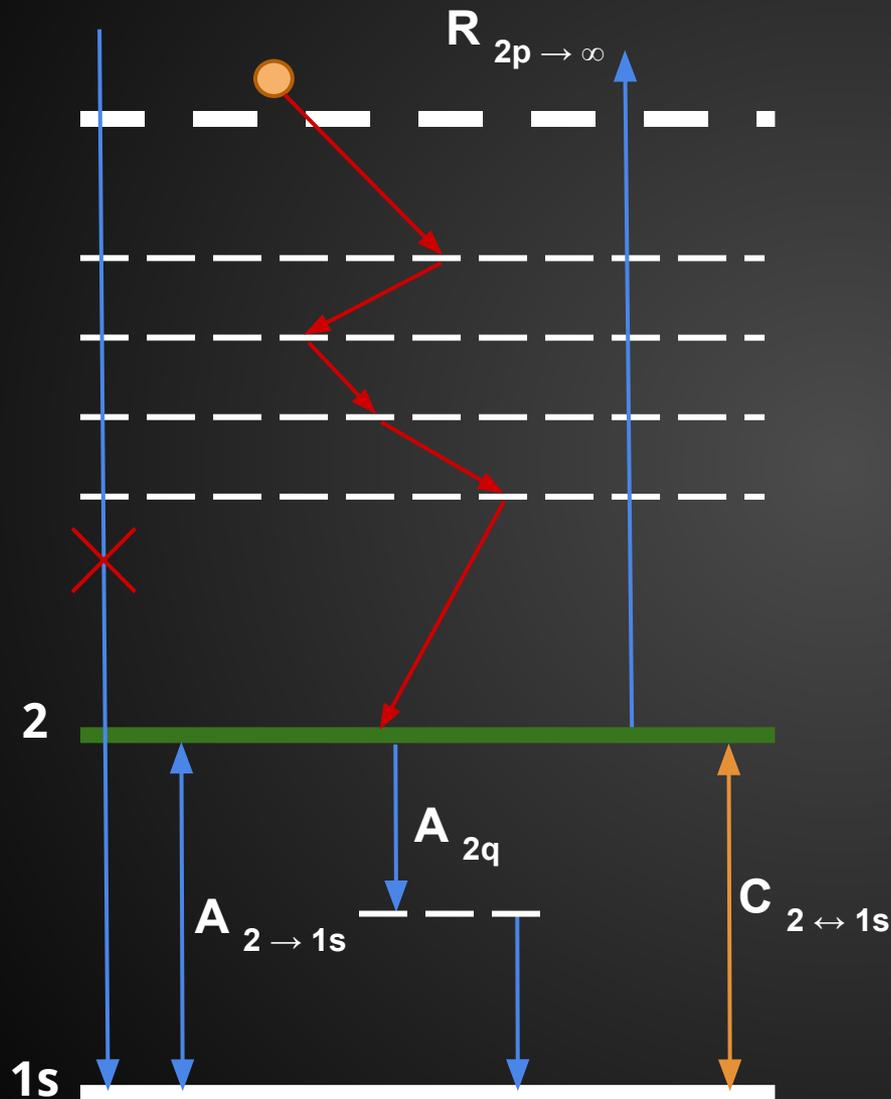
Двухфотонное
излучение $2q$

Ударное снятие
возбуждения $2s \rightarrow 1s$

Ударный переход $2s \rightarrow 2p$

Фотоионизация $2s \rightarrow \infty$

Атом водорода



2s, 2p - LTE \Rightarrow

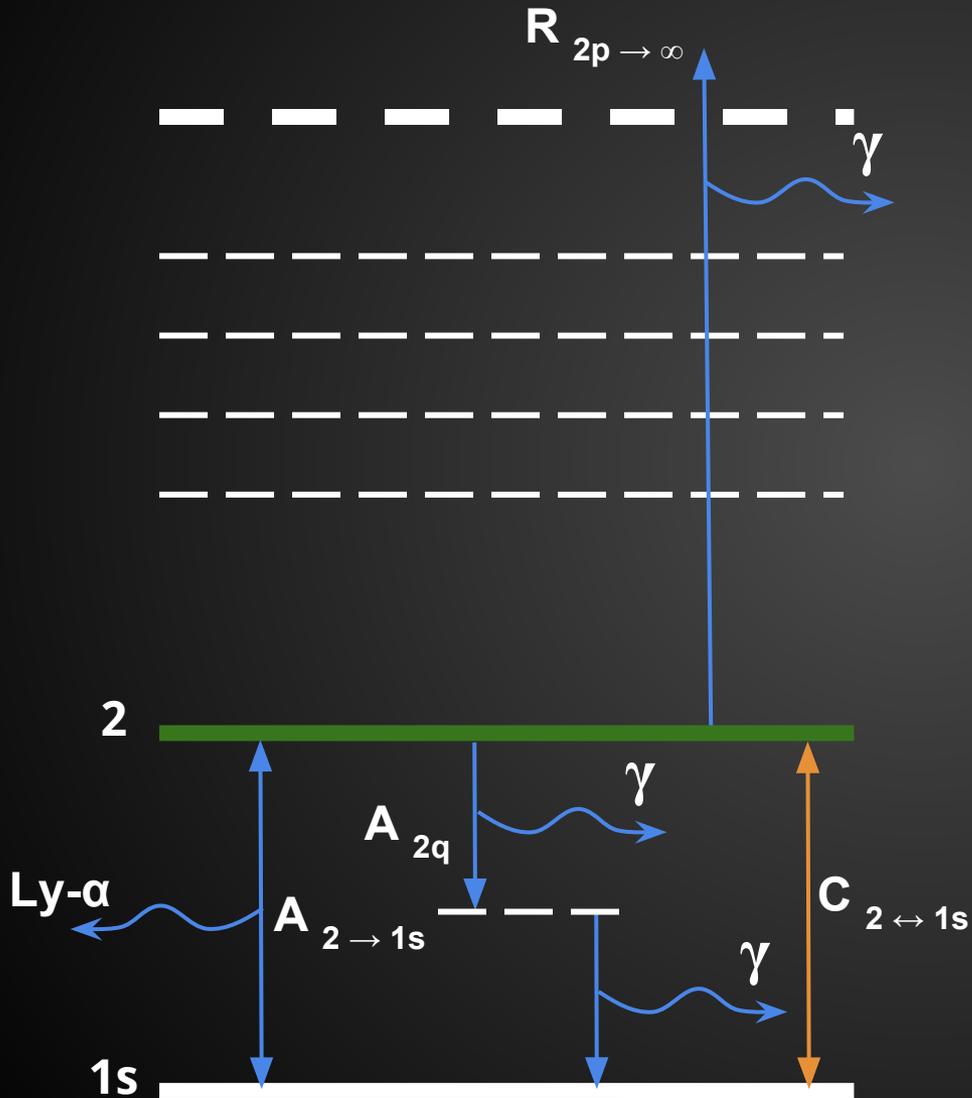
2 - Супер-уровень

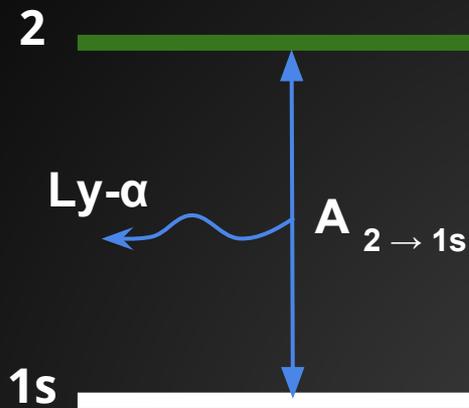
$$n_2 = n_{2s} + n_{2p}$$

$$n_{2s} = \frac{1}{4}n_2$$

$$n_{2p} = \frac{3}{4}n_2$$

Атом водорода



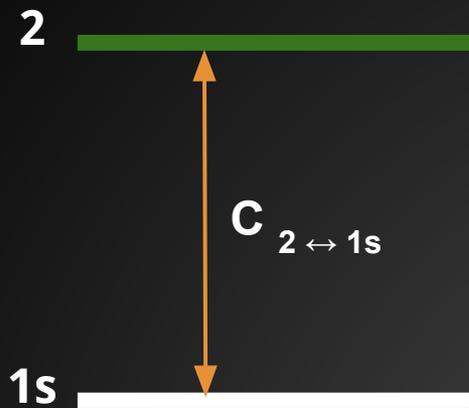


$$P_{\text{esc}} = \beta \sim 1/\tau_S$$

$$P_{\text{esc}} \times A_{2p \rightarrow 1s} \sim \frac{8\pi}{c^3} \nu_{\text{Ly}\alpha}^3 \frac{g_{1s}}{g_{2p}} \frac{1}{n_{1s} t}$$

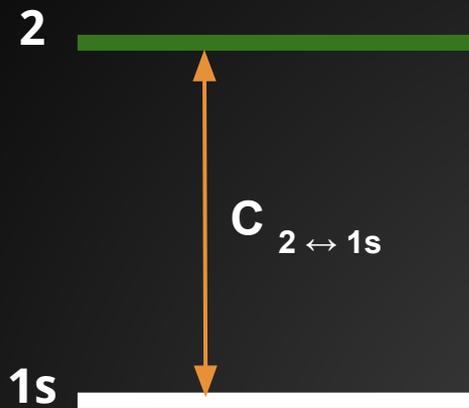
$$\sim 10^{-3} - 10^3 \text{ s}^{-1}$$

Больше во внешних слоях

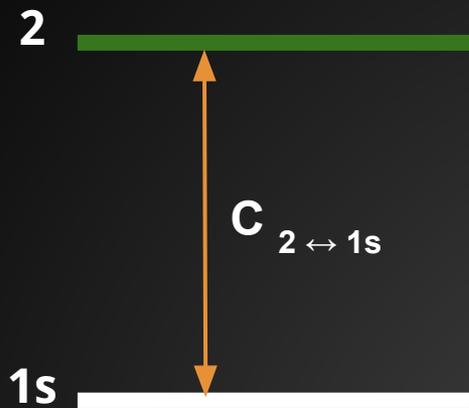


↓

$$n_e n_2 C_{2 \rightarrow 1} =$$
$$= n_e n_2 C_{1 \rightarrow 2} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^*$$



$$\begin{aligned}
 & \downarrow n_e n_2 C_{2 \rightarrow 1} = \\
 & = n_e n_2 C_{1 \rightarrow 2} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^* \\
 & \uparrow n_e n_1 C_{1 \rightarrow 2}
 \end{aligned}$$



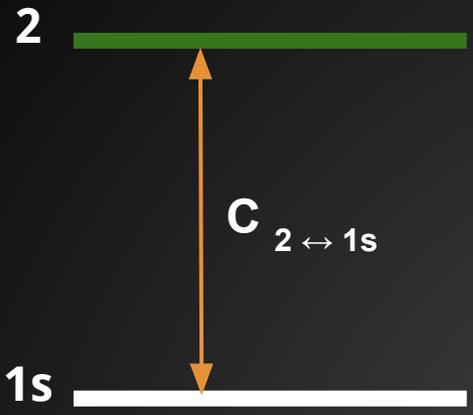
$$n_e n_2 C_{2 \rightarrow 1} =$$

$$= n_e n_2 C_{1 \rightarrow 2} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^*$$

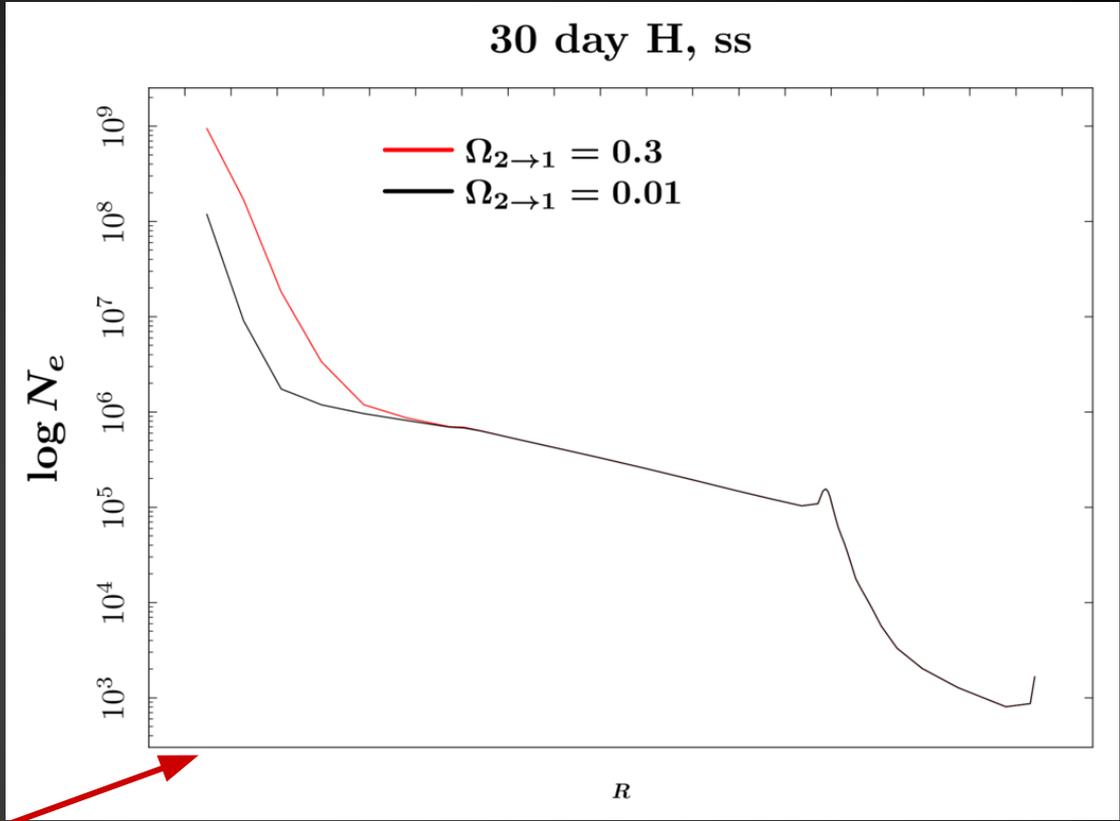
$$n_e n_1 C_{1 \rightarrow 2}$$

$$n_e C_{1 \rightarrow 2} \left(\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^* - \frac{n_1}{n_2} \right)$$

Больше в околофотосферных слоях

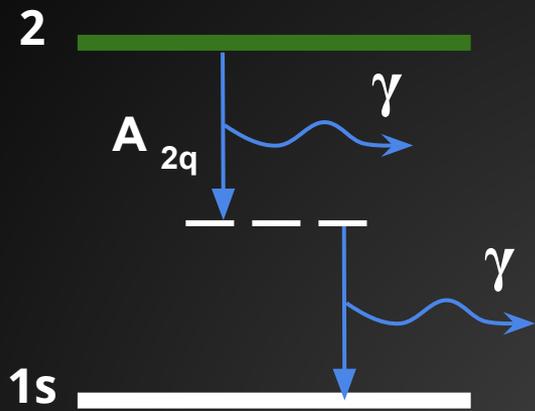


$\sim 10^3 - 10^4 \text{ s}^{-1}$

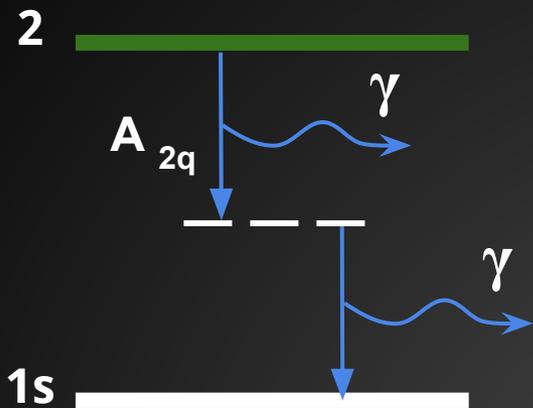


Фотосфера

Больше в околофотосферных слоях

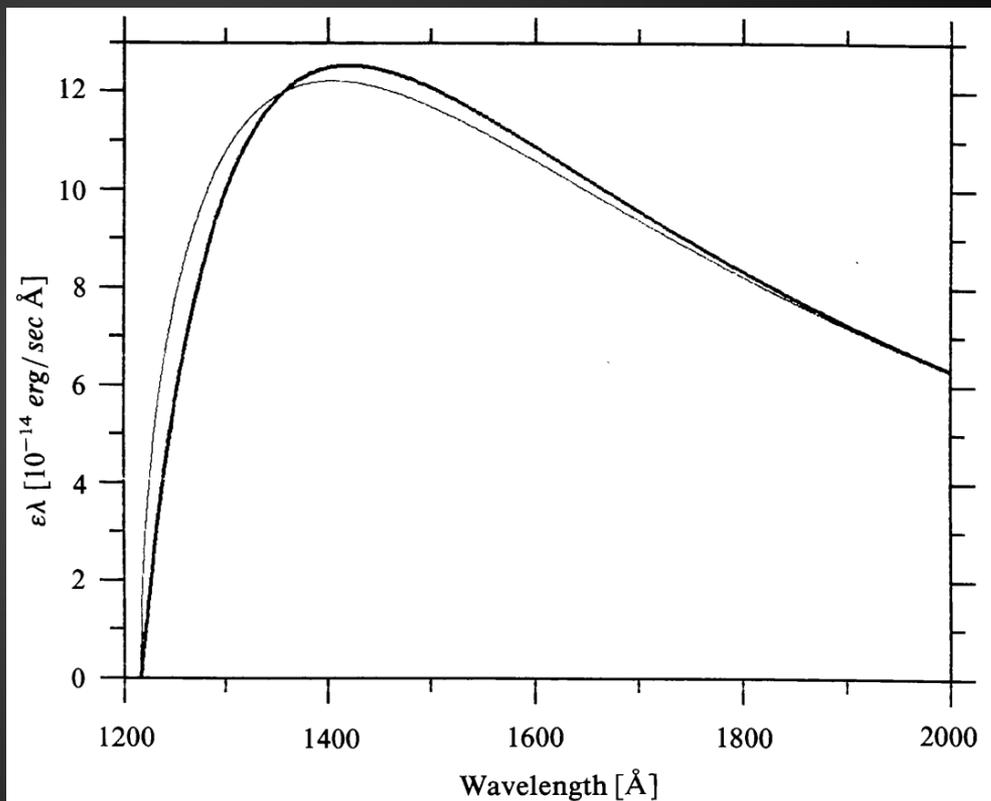


$$A_{2s \rightarrow 1s} \sim 8.225 \text{ s}^{-1}$$



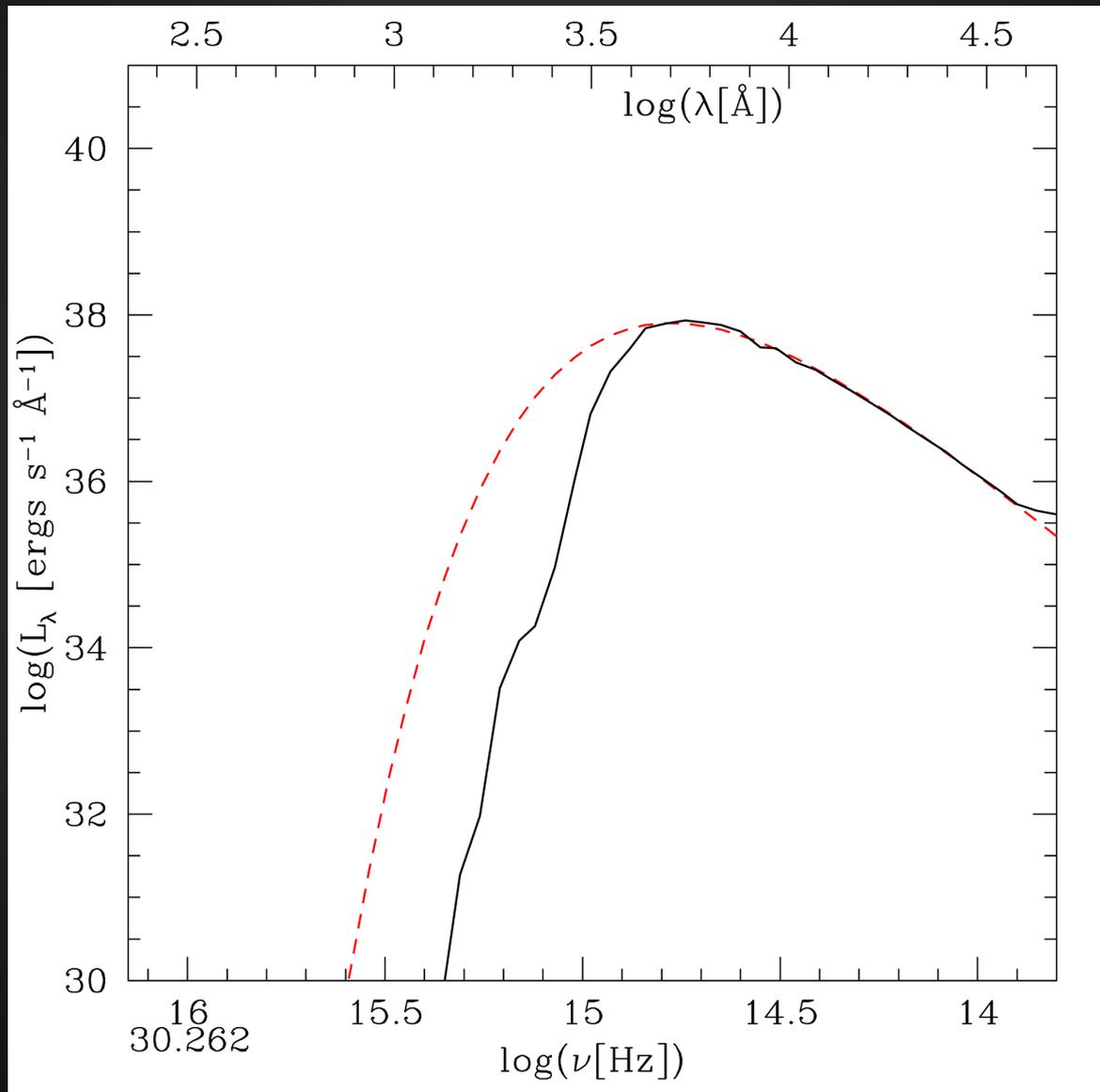
$$A_{2s \rightarrow 1s} \sim 8.225 \text{ s}^{-1}$$

71%
до Бальмеровского
скачка 3646 \AA

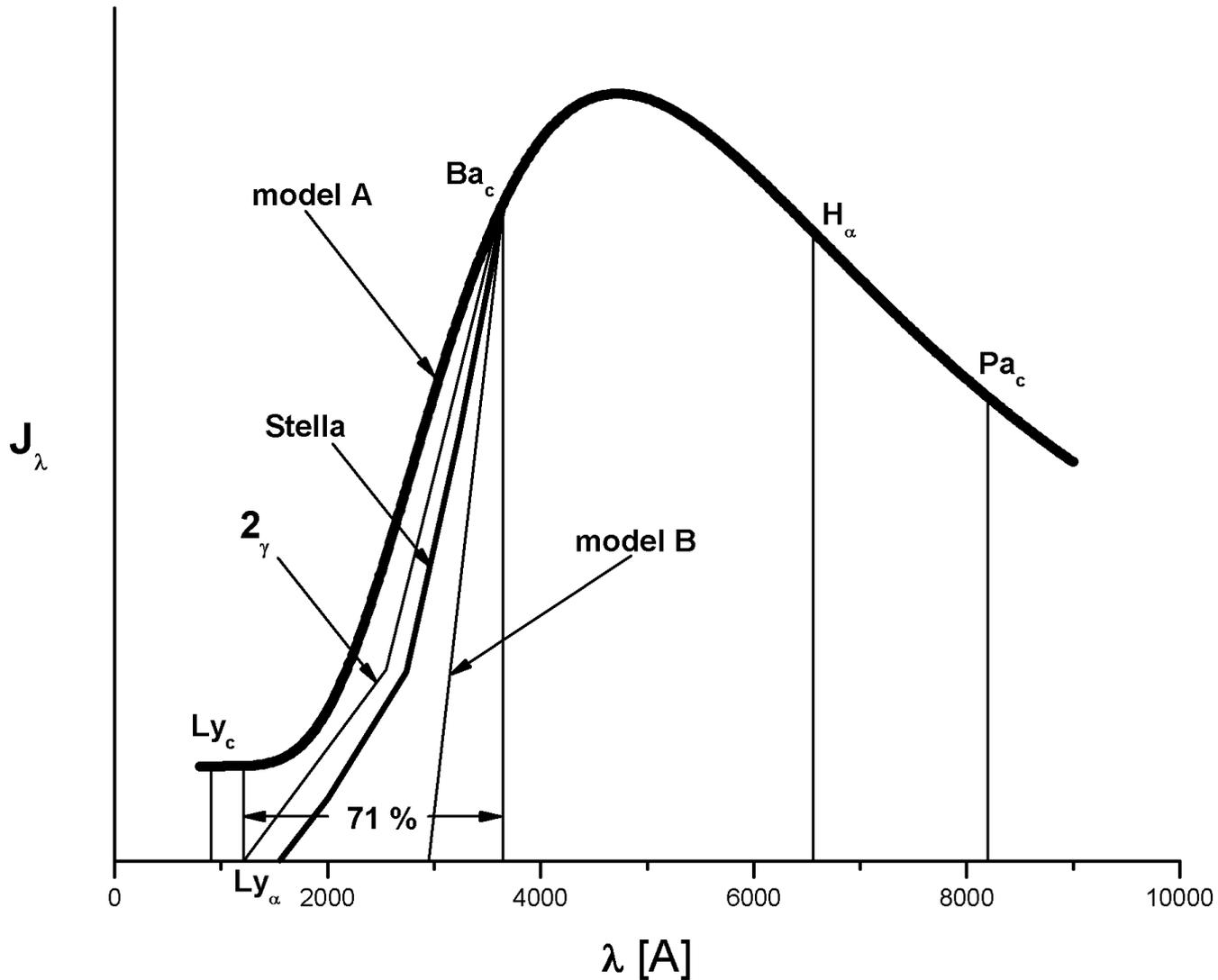


Nussbaumer, H. and Schmutz, W. 1984, A&A 138, 495–496

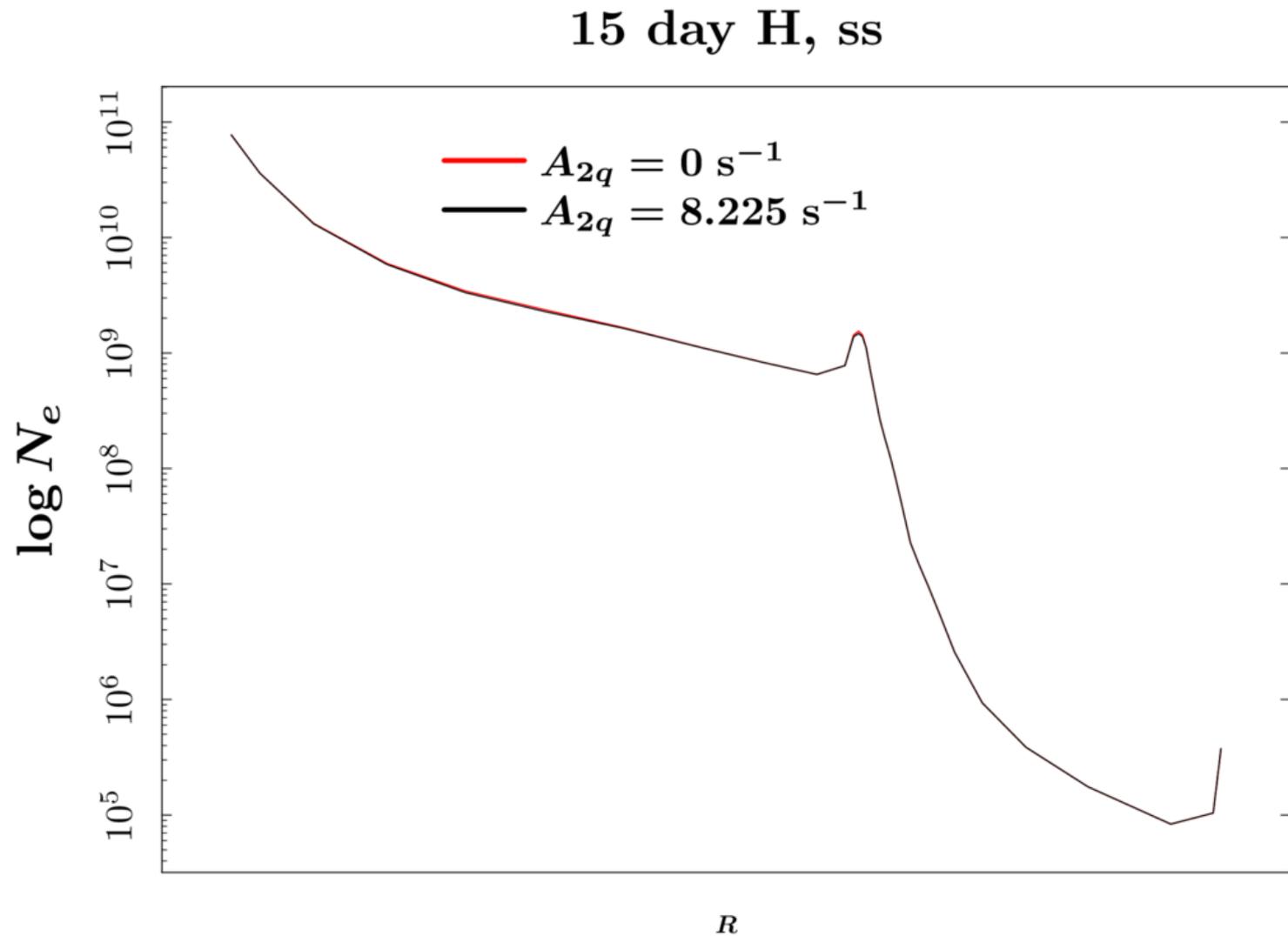
Перенос в континууме



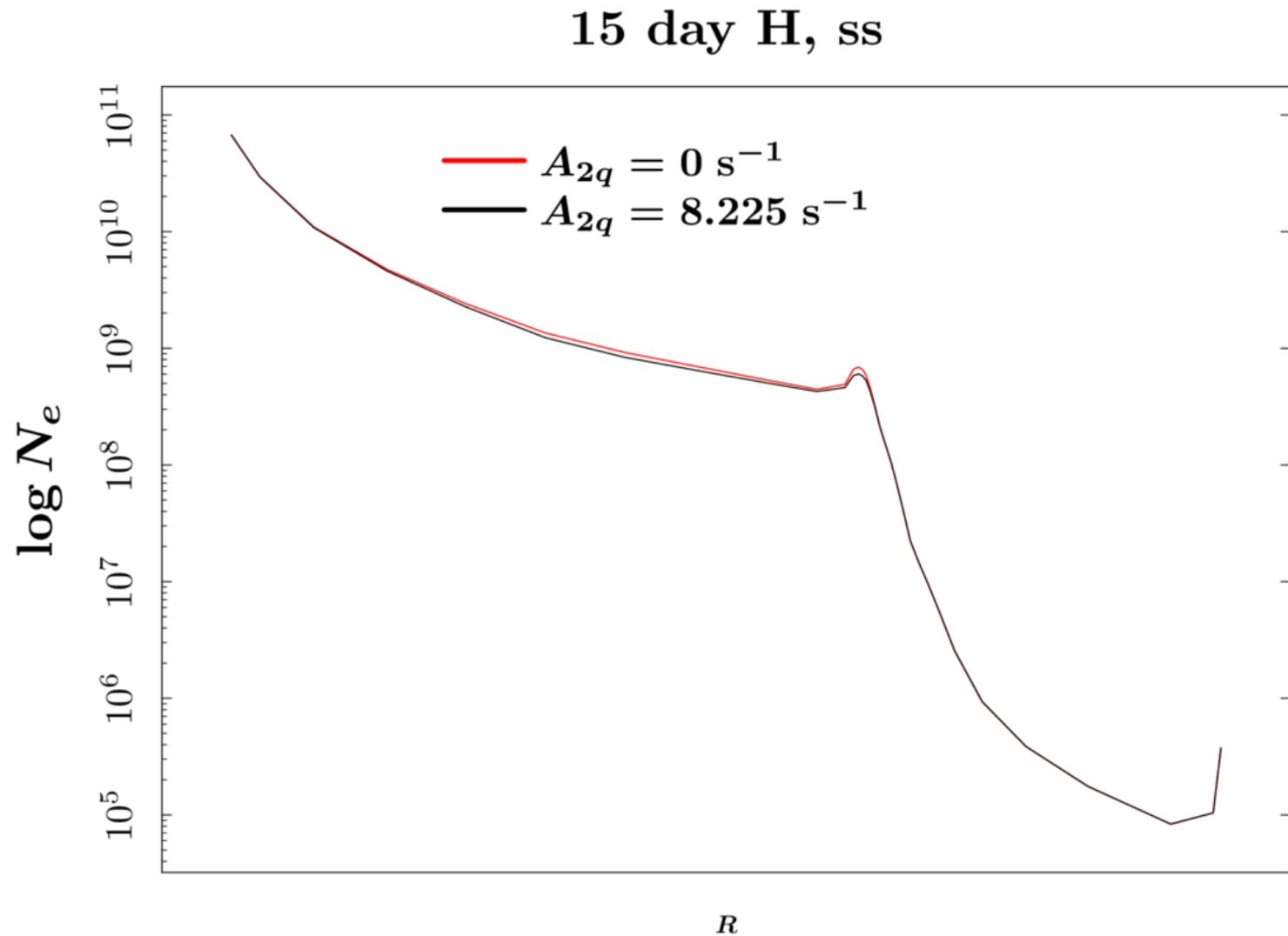
Перенос в континууме



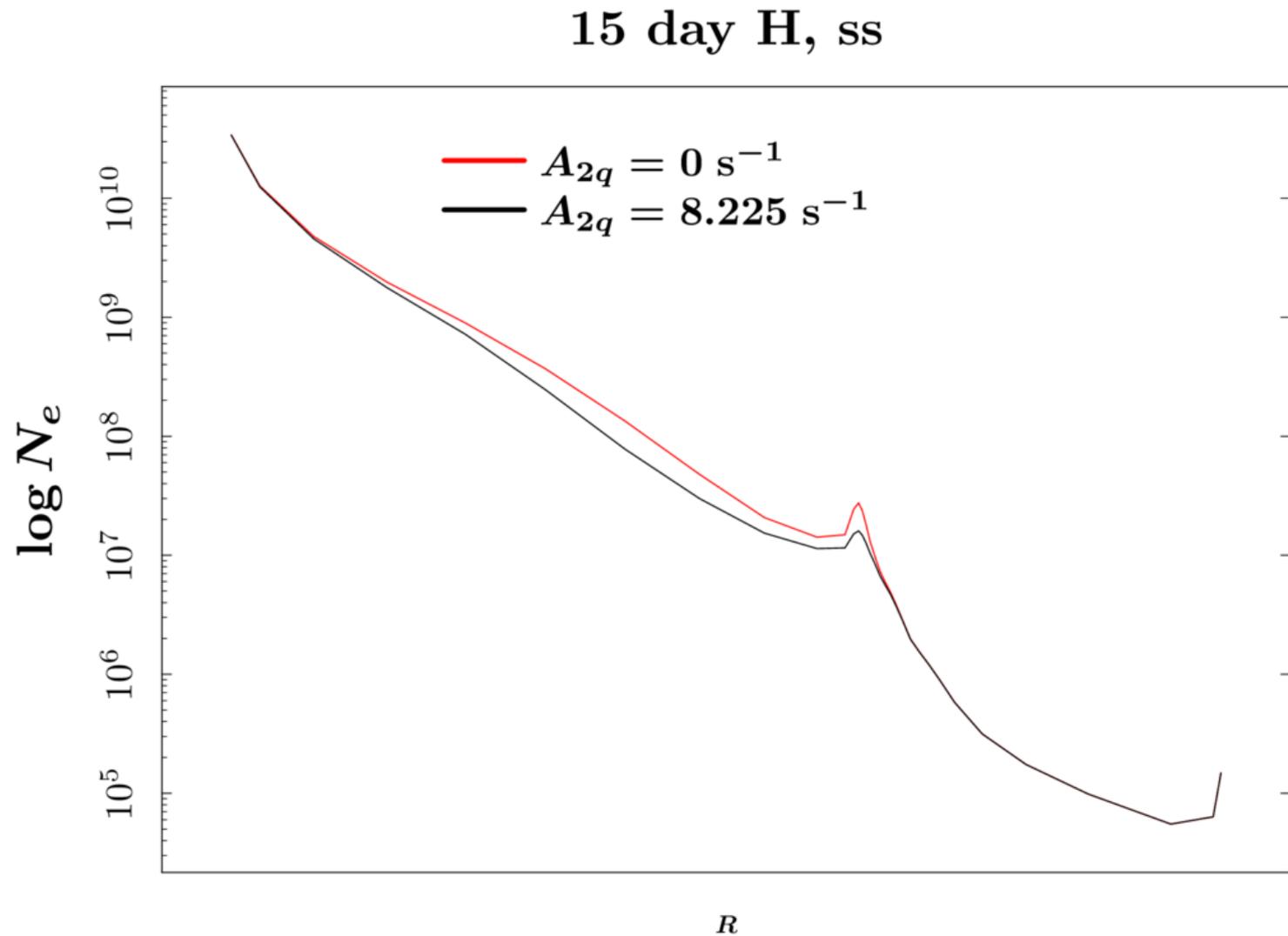
15 день, A



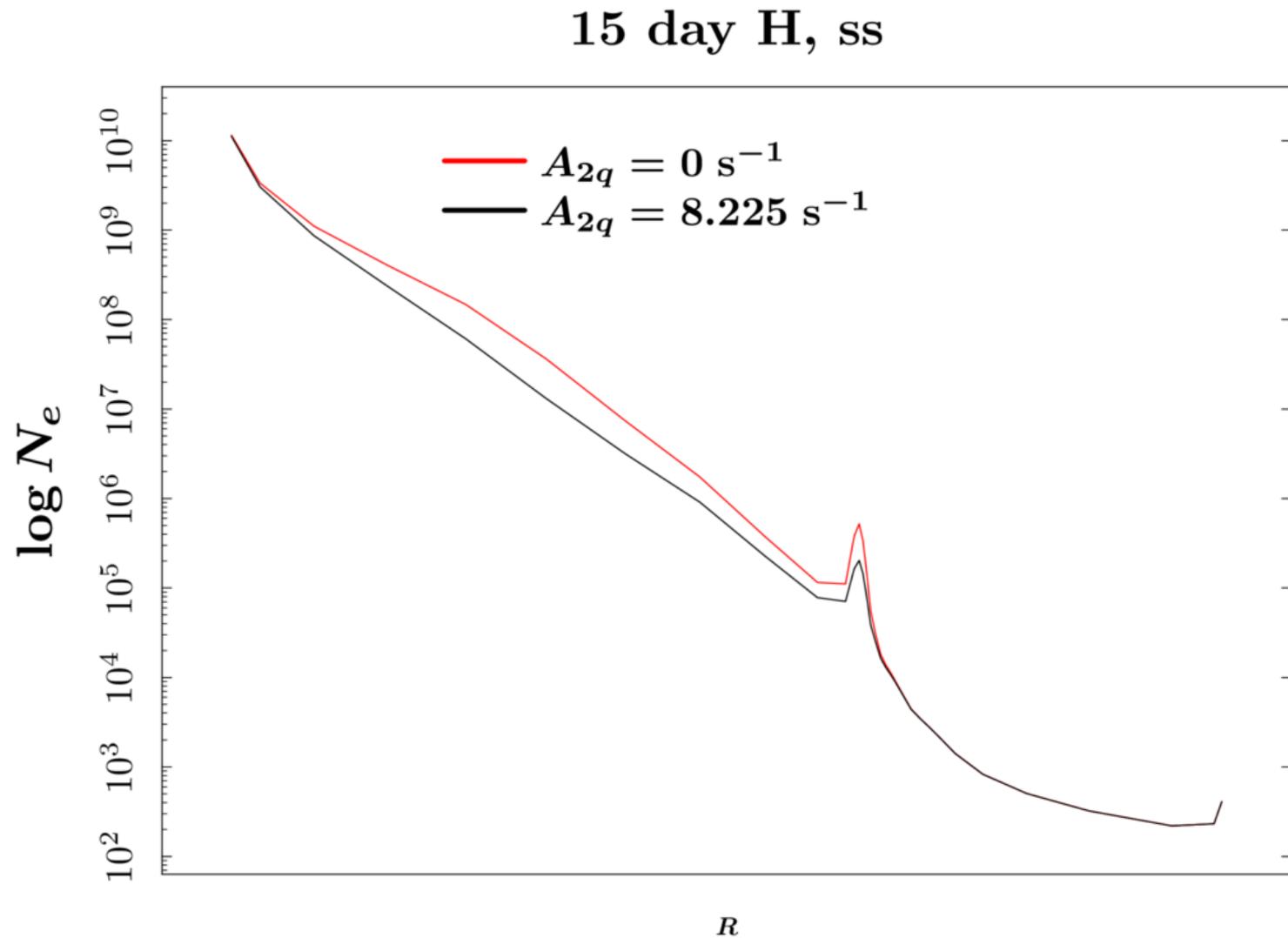
15 день, B_1



15 день, B_2

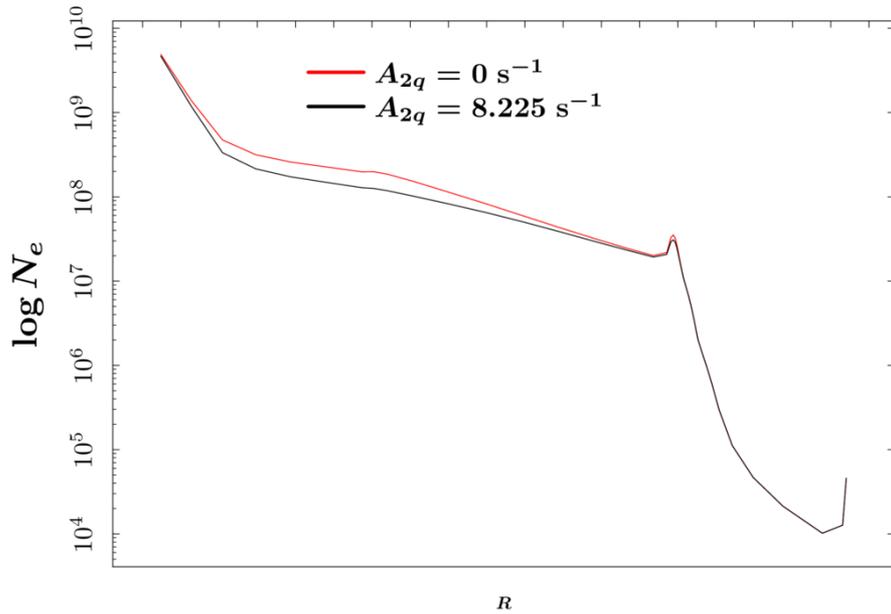


15 день, B_3



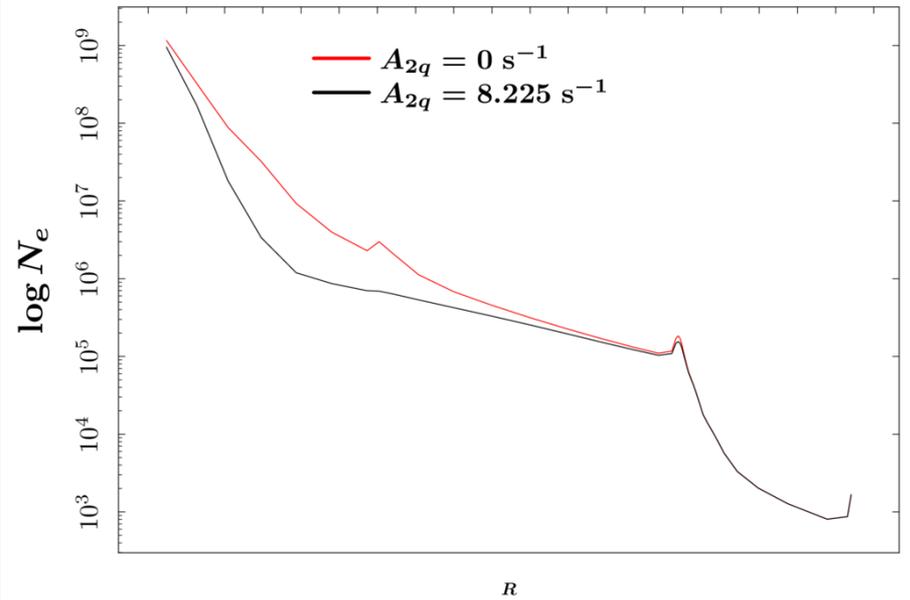
30 день

30 day H, ss



Модель A

30 day H, ss



Модель B₃

Выводы

~~A2q~~

Доля ионизованного
водорода возрастает

Важнее в средних слоях

Важнее на поздних днях