

С. Л. БЕЛОУСОВ

О ПРИМЕНИМОСТИ ЗАКОНА КИРХГОФА К ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА И ЗВЕЗД КЛАССА А0

(Представлено академиком Г. А. Шайном 19 VI 1951)

Одним из основных предположений теории лучевого равновесия звездных фотосфер является выполнимость закона Кирхгофа

$$j_{\nu} = k_{\nu} B_{\nu} \quad (1)$$

для каждой точки фотосферы. Однако это предположение с физической точки зрения недостаточно обосновано. Э. Р. Мустель⁽¹⁾ показал что решающим условием применимости (1) к излучающей материи фотосферы является равенство температуры излучения T и кинетической температуры свободных электронов T_k . Это равенство выполняется строго, если обмен энергии между электронным газом и излучением осуществляется только путем фотоионизации и фоторекомбинации. Отклонение T_k от T может быть вызвано, в частности, расходом энергии свободными электронами на возбуждение и ионизацию атомов столкновениями. Оценим возможную величину этого отклонения для обращаемого слоя Солнца.

1. Стационарность ансамбля частиц, образующих фотосферу, выразим двумя соотношениями, описывающими постоянство числа свободных электронов и сохранение их энергии. Свободные электроны образуются вследствие фотоионизации и ионизации столкновениями атомов водорода, металлов и отрицательных ионов водорода; электроны захватываются путем фоторекомбинаций (тройными столкновениями можно пренебречь). Постоянство энергии электронного газа поддерживается фотоионизацией, фоторекомбинацией, неупругими столкновениями электронов с атомами и свободно-свободными переходами электронов в поле ионов и атомов. Оценка эффективности этих процессов показывает, что для нашей задачи существенными являются следующие: фотоионизация, фоторекомбинация и свободно-свободные переходы отрицательного иона водорода, а также возбуждение столкновениями резонансных линий L_{α} , $H - K$ Ca^+ , $^1S_0 - ^3P_1$ Mg $\lambda 4571 \text{ \AA}$. При этом относительное содержание элементов взято по⁽²⁾, коэффициенты поглощения металлов из⁽³⁾, коэффициент поглощения отрицательного иона водорода — согласно⁽⁴⁾ (табл. 5), электронное давление $p_e \sim 10$ бар⁽⁵⁾. В качестве функции ионизации металлов возьмем функцию, полученную Клярфельдом⁽⁶⁾ для ртути; для водорода — из⁽⁷⁾; для H^- , по аналогии с Cl^- ⁽⁸⁾, примем, что функция ионизации достигает максимума, равного $0,88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, при потенциале, равном шестикратному потенциалу ионизации. Функции возбуждения: для L_{α} — из⁽⁹⁾, для $^1S_0 - ^3P_1$ Mg — функция возбуждения соответствующая

щего перехода ртути (¹⁰), для $H-K$ Ca^+ — функция возбуждения дублета $D_1 - D_2$ натрия (¹¹).

Число фотоионизаций H^- в 1 сек., отнесенное к 1 атому нейтрального водорода, равно

$$W \int_{\nu_-}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu k_\nu^{H^-}(T) p_e}{h\nu} (1 - e^{-h\nu/kT}) d\nu = W \int_{\nu_-}^{\infty} \nu^2 k_\nu^{H^-}(T) p_e e^{-h\nu/kT} d\nu, \quad (2)$$

где W — множитель дилуции, $k_\nu^{H^-}$ — коэффициент поглощения H^- , $h\nu_- = \chi_-$ — энергия электронного сродства H^- . Примем, что температура излучения $T \cong 5700^\circ$, так как этой температурой характеризуется излучение Солнца вблизи максимума $k_\nu^{H^-}$.

Число фоторекомбинаций H^- равно

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c^2} \left(\frac{1}{2\pi mkT_K} \right)^{3/2} \frac{1}{2} \frac{n_{H^0} n_e}{n_{H^-}} h^3 e^{\chi_-/kT_K} \int_{\nu_-}^{\infty} \nu^2 k_\nu^{H^-} p_e e^{-h\nu/kT_K} d\nu = \\ = S \int_{\nu_-}^{\infty} \nu^2 k_\nu^{H^-}(T) p_e e^{-h\nu/kT_K} d\nu, \end{aligned} \quad (3)$$

где $S = \left(\frac{T}{T_K} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{\chi_-}{kT_K} - \frac{\chi_-}{kT} \right)$. Мы принимаем, что ионизация H^- определяется формулой Саха с температурой $T = 5700^\circ$, так как вероятность ионизации столкновениями мала.

Объединяя соотношения стационарности, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\int_{\nu_-}^{\infty} \nu^3 k_\nu^{H^-}(T) p_e e^{-h\nu/kT} d\nu + \int_0^{\infty} \nu^3 k_\nu(T_K) \frac{1 - e^{-h\nu/kT_K}}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu}{\int_{\nu_-}^{\infty} \nu^2 k_\nu^{H^-} p_e e^{-h\nu/kT} d\nu} = \\ = \frac{\frac{c^2}{8\pi h} \Sigma D_\chi + S \int_{\nu_-}^{\infty} \nu^3 k_\nu^{H^-}(T) p_e e^{-h\nu/kT_K} d\nu + \int_0^{\infty} \nu^3 k_\nu(T_K) p_e e^{-h\nu/kT_K} d\nu}{S \int_{\nu_-}^{\infty} \nu^2 k_\nu^{H^-}(T) p_e e^{-h\nu/kT_K} d\nu}, \end{aligned} \quad (4)$$

где k_ν — коэффициент поглощения H^- для свободно-свободных переходов, D — число неупругих столкновений электронов, приводящих к возбуждению рассматриваемого уровня, χ — энергия возбуждения.

$$D = \frac{n_1}{n_{H^0}} \frac{4p_e}{\sqrt{2\pi mkT_K}} \left\{ 1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{n_1}{n_2} e^{mv_0^2/2kT_K} \right\} \int_{v_0}^{\infty} Q(v) v^2 e^{-mv^2/2kT_K} dv, \quad (5)$$

где $Q(v)$ — функция возбуждения, $v_0 = (2\chi/m)^{1/2}$. Множитель в скобках учитывает удары второго рода. Для запрещенных переходов он обращается в нуль. Действительно, вероятности переходов между глубокими метастабильными уровнями всех обильных элементов (см., например, (¹²)) столь малы, что населенность этих уровней определяется только ударами первого и второго рода, т. е. у них $\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left(-\frac{mv_0^2}{2kT_K} \right)$.

Для разрешенных переходов $\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{m\nu_0^2}{2kT_B}\right)$, где T_B — температура возбуждения. Последние члены в числителях (4) учитывают свободно-свободные переходы.

Решение уравнения (4) для различных значений T_B дает:

$$\begin{array}{ll} T_B & 3500^\circ \quad 4700^\circ \\ T_K & 5440^\circ \quad 5480^\circ \end{array}$$

Поскольку уравнение (4) не зависит от W и p_e (т. е. от глубины), этот результат справедлив для всей толщи фотосферы, в которой, основная роль в поглощении и излучении света в видимой области принадлежит H^- .

2. Энергия, излучаемая в 1 сек. при фоторекомбинациях H^- в единичный телесный угол в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ есть

$$j_\nu d\nu = n_e n_{H^-} \left\{ \frac{g_{H^-} h^4 \nu^3 k_{H^-}^{H^-}}{u_{H^-} c^2 (2\pi m k T_K)^{3/2}} \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) e^{-(h\nu - \chi) / k T_K} \right\} d\nu. \quad (6)$$

При термодинамическом равновесии (все температуры одинаковы, $I_\nu = B_\nu$, n_e определяется формулой Саха) получаем отсюда (1).

Оценим, в какой мере выполняется закон Кирхгофа для поверхности Солнца, если учесть, что полученное значение $T \cong 5450^\circ$ отличается от локальной температуры поверхности $T_0 = 4660^\circ$ (5). Для этого вычислим $(j_\nu)_{T_0}$, т. е. то значение правой части (6), которое получается при подстановке туда вместо всех температур температуры T_0 , и сравним его с правой частью (6). При нахождении n_e учтем, что свободные электроны в фотосфере образованы в основном благодаря ионизации металлов, так что n_e определяется кинетической температурой T_K и температурой излучения Солнца в ультрафиолетовой области. Последняя равна поверхностной температуре Солнца T_0 из-за наложения полос поглощения металлов и большой оптической плотности фотосферы в этой области. Из рис. 1 видно, что в области максимума интенсивности излучения Солнца ($\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$) закон Кирхгофа выполняется с точностью до 10—20%.

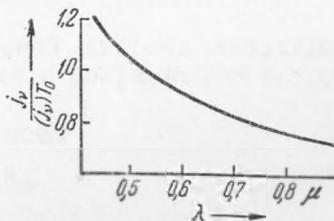


Рис. 1

3. Аналогично определяется кинетическая температура в фотосфере звезд класса А0. Необходимые параметры возьмем из (13). Будем учитывать фотоионизацию и фоторекомбинацию водорода (ограничиваясь первыми четырьмя уровнями), а также ионизацию и возбуждение водорода столкновениями с основным уровнем. Поскольку непрерывный спектр звезд А0 значительно отличается от спектра черного излучения, кинетическая температура может отличаться от эффективной температуры $T_e = 10500^\circ$ и в отсутствие неупругих столкновений. Решение уравнения, аналогичного (4), проведенное для уровня $\tau_{4700 \text{ \AA}} = 0,02$, дает следующие значения T_K для различных значений температуры возбуждения водорода T_B :

	$T_B \ 10000^\circ$	$T_B \ 9000^\circ$	$T_B \ 8400^\circ$
Без учета неупругих столкновений	9075°	9060°	8825°
С учетом неупругих столкновений	8600°	8700°	8400°

Следовательно, T_K близко к локальной температуре рассматриваемого уровня ($T_{\text{лок}} = 8594^\circ$ ⁽¹³⁾). Учитывая, что в фотосферах звезд класса А0 ионизация водорода определяется тоже локальной температурой, мы получаем из соотношения, аналогичного (6), что $j_\nu = k_\nu B_\nu(T_{\text{лок}})$.

Таким образом, неупругие столкновения в фотосферах Солнца и звезд А0 не вызывают значительного нарушения закона Кирхгофа, хотя для Солнца отклонения от (1) для видимой области спектра могут достигать 20%.

В заключение приношу свою глубокую благодарность проф. Э. Р. Мустелю и доктору физико-математических наук И. С. Шкловскому за постоянный интерес к работе и ряд ценных указаний.

Поступило
11 VI 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Э. Р. Мустель, Изв. КАО, 2, 123 (1948). ² M. Minnaert, Trans. IAU, 7 (1948). ³ D. Bates, M. N., 106, 432 (1946). ⁴ S. Chandrasekhar, Ap. J., 104, 442 (1946). ⁵ G. Münch, *ibid.*, 106, 217 (1947). ⁶ Б. Клярфельд, Труды ВЭИ, 41, 192 (1941). ⁷ J. T. Tate and P. T. Smith, Phys. Rev., 39, 270 (1932). ⁸ H. S. W. Massey, Negative Ions, 1938. ⁹ H. S. Massey and C. B. Mohr, Proc. Roy. Soc., A, 132, 605 (1931). ¹⁰ Б. М. Яворский, ЖЭТФ, 17, 315 (1947). ¹¹ W. Christoph, Ann. Phys., 23, № 1, 51 (1935). ¹² L. Spitzer, Ap. J., 109, 337 (1949). ¹³ Э. Р. Мустель, Тр. ГАИШ, 13, № 2 (1940).