Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 4 — 1968

УДК 539.157.16

В. В. РОДИОНОВ

ВРАЩЕНИЕ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ УШИРЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПИКУЛАХ

Приводится расчет профиля линии излучения однородного газового цилиндра, вращающегося с частотой ω. Рассмотрены два случая: холодного ($T=0$) газа цилиндра и горячего ($T=T_0$). Во втором случае также принималось во внимание мелкомасштабное турбулентное движение газа. Полученные контуры сравниваются с профилями эмиссионных линий хромосферных спикул. Показывается, что можно объяснить аномальную ширину линии вращением спикулы, однако сложный вид контуров нельзя полностью объяснить, исходя лишь из одного эффекта вращения.

В настоящее время в физике Солнца стал актуальным вопрос о хромосферных спикулах — короткоживущих струях в хромосфере Солнца. До недавнего времени считалось, что спикулы — это структурные образования в верхней хромосфере ($h>5000$—$10\,000$ *км*), однако в последнее время ряд авторов связывают их с неоднородностями в хромосфере выше 1000 *км* [1, 2, 10, 11].

Большую трудность в изучении контуров эмиссионных линий спикулы встречает вопрос объяснения аномально широких недопплеровских контуров линий с плоской (в некоторых случаях с провалами) вершиной. Типичные контуры линий спикул приведены в [2].

Причины расширения контура эмиссионных линий спикулы следующие: 1) несовершенство оптических систем, например, малая разрешающая способность, 2) высокие температуры (до 50 000° для областей свечения гелия и до 30 000° для областей нейтрального водорода), 3) большая оптическая толща и самопоглощение в линии, 4) вращение спикулы и крупномасштабные движения в ней.

Критика первых трех причин дается в работе [2]. Там же частично рассмотрена и четвертая. В отношении третьей гипотезы Крат считает отношение интенсивностей линий H и K для спикул равным 1 : 2, что также говорит о малой оптической толще в линии.

В данной работе приводится расчет профилей эмиссионных линий хромосферной спикулы в предположении ее вращения.

Пусть имеется однородный газовый цилиндр радиуса R ненагретый ($T=0$), который вращается вокруг своей оси с круговой частотой ω. Предполагается, что линейная скорость $v(r)$ любой точки цилиндра пропорциональна r, и r^2, r^n — расстояние до оси. Щель спектрографа располагается перпендикулярно оси вращения.

Известно, что интенсивность излучения тела в линии пропорциональна числу частиц, излучающих в этой длине волны. Распределение интенсивности в линии dI/I зависит от закона распределения частиц dN/N, и по [3, 4] $dI/I = dN/N$. Лучевая скорость v_r (рис. 1) будет

$$v_r = v(r)\cos\alpha = \omega p. \qquad (1)$$

Рис. 1. К расчету профиля линии вращающегося цилиндра

Рассмотрим слой dp (по всей длине цилиндра), отстоящий от оси на расстоянии p и параллельный плоскости, соединяющей точку наблюдения и ось цилиндра. Очевидно, что лучевая скорость в этом слое будет постоянной (по (1)).

Получаем следующий закон распределения:

$$\frac{dI}{I} = \frac{dN}{N} = \frac{2\sqrt{R^2-p^2}}{\pi R^2}\,dp.$$

Используя известную формулу Допплера $\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{v_r}{c}$[1], после некоторых преобразований и интегрирования получаем

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left\{-\frac{1}{\pi}\left[\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\sqrt{1-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)^2} + \arcsin\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right]\right\} \qquad (2)$$

для случая, когда $v_r \sim r$, и

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left\{-\frac{1}{\pi}\left[\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)^{1/2}\sqrt{1-\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}} + \arcsin\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)^{1/2}\right]\right\} \qquad (3)$$

для $v_r \sim r^2$. Здесь $\Delta\lambda_{max}$ — сдвиг, соответствующий $v_{r\,max}$ — линейной лучевой скорости края цилиндра. Вид этих кривых приведен на рис. 2.

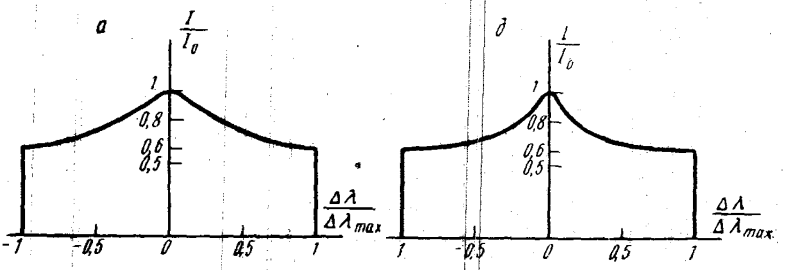

Рис. 2. Вид контура однородного газового цилиндра, ненагретого ($T = 0$), вращающегося с частотой ω *а* — для случая $v_r \sim r$, *б* — для случая $v_r \sim r^2$

Для случая $v_r \sim r^n$ получаем

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left\{-\frac{1}{\pi}\left[\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)^{1/n}\sqrt{1-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)^{2/n}} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \arcsin\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{max}}\right)\right]\right\}. \qquad (4)$$

---

[1] Знак минус показывает, что $+v_r$ (скорость направлена к наблюдателю) дает смещение $\Delta\lambda$ в коротковолновую область и наоборот — v_t дает смещение в длинноволновую.

При больших n и кривая имеет вид плато с очень резким пиком в центре. Физически это означает, что при большом градиенте линейной скорости вращения цилиндра вклад излучения центральных областей больше, чем краевых.

До сих пор мы рассматривали идеализированный случай, когда температура газа цилиндра равна нулю и нет теплового движения частиц.

Пусть газовый цилиндр нагрет до некоторой температуры T_0. В этом случае атомы газа цилиндра обладают тепловым движением (максвелловское распределение скоростей). Кроме этого существует хаотическое движение микроскопических масс, так называемая «турбулентность». Учтем тепловое и турбулентное движение и найдем вид контура в этом случае. Теория такого расширения линии подробно разобрана в [3, 4].

Если есть контур, который описывается функцией $f(x)$ и он «замывается» функцией φ, то результирующий контур будет

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)\,\varphi(\xi - x)\,d\xi.$$

Функции $\varphi(\xi - x)$ является весом, с которым в полученный контур (2) или (3) входит поправка за счет теплового и турбулентного движения в рассматриваемой модели спикулы. $\varphi(\xi - x)$ — четная функция и ввиду ее равновеликого веса в обе стороны контура относительно оси I/I_0, ее можно представить в виде $\exp\{-(\xi/\Delta\lambda_{\max} - \Delta\lambda^2/\Delta\lambda_3)^2$ [5, 6[, где $\Delta\lambda_D$ — допплеровское уширение контура[1].

Учитывая все сказанное, (2) можно представить в виде

$$\frac{I}{I_0}\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\max}}, a\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{\pi}\left[\frac{\xi}{\Delta\lambda_{\max}}\sqrt{1-\left(\frac{\xi}{\Delta\lambda_{\max}}\right)^2} + \arcsin\frac{\xi}{\Delta\lambda}\right]} \times$$

$$\times\, e^{-\left(\frac{\xi}{\Delta\lambda_{\max}} - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} d\left(\frac{\xi}{\Delta\lambda_{\max}}\right), \qquad (5)$$

где $a = \dfrac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_{\max}}$ является параметром.

Вычисление этого интеграла может быть проведено только численным методом с помощью разложения его в ряд. Такого рода интегралы разбираются в [7].

Окончательный вид контура с учетом «размывания» представлен на рис. 3. Наличие «лесенок» на графике обусловлено разложением несобственного интеграла в ряд при численном интегрировании. На рис. 3*б* приведен вид контура (3) с учетом теплового движения.

Контуры построены для разных значений параметра a (0,7; 0,5; 0,3 и 0,1). По этим кривым были измерены полуширины. Значения их приведены на рис. 3. Как видим, значения полуширин для соответствующих значений параметра a весьма незначительно отличаются друг от друга, когда $v_r \sim r$ и r^2. Поэтому в дальнейшем будем пользоваться

---

[1] Пусть v — лучевая скорость теплового движения, v_t — турбулентная скорость, а $\frac{1}{2}v_0^2$ — среднее значение v^2. Тогда $v_0^2 = 2RT/\mu + v_t^2$ и, полагая $\Delta\omega_D/\omega = \Delta\lambda_D/\Delta = v_0/t$, получаем $\Delta\lambda_D = v_0/c\cdot\lambda$.

усредненными значениями полуширин. Параметр $a=\Delta\lambda_D/\Delta\lambda_{max}$ характеризует долю, которую вносит тепловое и турбулентное движение в контур. Предполагалось, что эта доля невелика и a порядка 0,3—0,5. Однако расчеты дают значения несколько большие: 0,5—0,65, что можно интерпретировать как наличие большой микротурбулентности в спикуле.

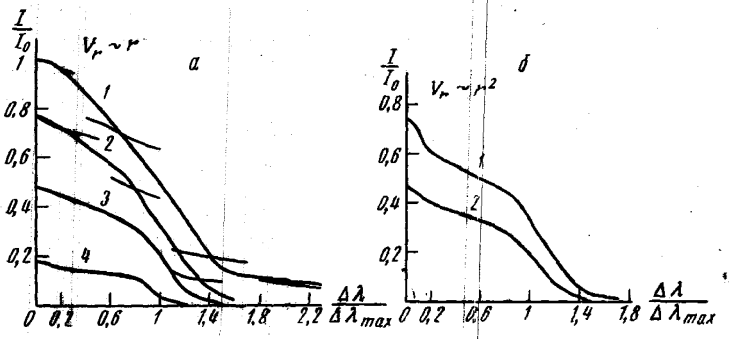

Рис. 3. Вид полуконтуров для значений параметра a: 1 — $a=0{,}7$, полуширина $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{max}=1{,}92$, 2 — $a=0{,}5$ $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{max}=1{,}87$, 3 — $a=0{,}3$, $\Delta\lambda/\Delta_{max}=1{,}87$, 4 — $a=0{,}1$, $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{max}=1{,}76$. «Лесенки» приведены для $a=0{,}7$ и 0,5 в остальных случаях они опущены. *б*: 1 — $a=0{,}5$, $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{max}=1{,}84$, 2 — $a=0{,}3$, $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{max}=1{,}87$

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими были взяты квазирезонансная линия HeI 2^3—2^3 P λ10 830, D_3, H_α и H_δ. Экспериментальные данные были получены на внезатменном коронографе ИЗМИРАН [8] в 1964—1965 гг. М. А. Лифшицем и приведены в таблице [2]. λ 10 830 HeI представляет собой триплет с двумя близко расположенными компонентами ($\Delta\lambda=0{,}09$ Å) и третьим, удаленным от центра линии на 1,25 Å. Эта линия, по данным Р. А. Гуляева [9], очень чувствительна к изменению физических условий на Солнце и может быть индикатором такого рода изменений.

Для возбуждения линии λ 10 830 необходима энергия ~20 *эв*. Раньше считали [10, 14, 15, 16, 20], что возбуждение λ 10 830 обусловлено высокой температурой $\geqslant$20 000°K в области свечения гелия. Правда, И. С. Шкловский [17] в 1945 г. предположил, что за свечение HeI ответственно жесткое излучение Солнца с $\lambda<504$ Å. Однако в 1956 г. Атей и Мензел [14] рассмотрели механизм возбуждения HeI при $\lambda<504$ Å и, сделав количественные оценки потоков квантов D_3 и числа квантов ионизирующего излучения, пришли к выводу о несостоятельности гипотезы о возбуждении линий HeI жестким излучением Солнца. Только в 1966 г. после работы К. И. Никольской [13] возродилась эта гипотеза. В [13] указаны принципиальные ошибки в работе Атея и Мензела и предложена новая теория возбуждения HeI жестким излучением.

Поэтому в настоящее время существуют две концепции на природу возбуждения линий гелия в солнечной атмосфере. В первой предполагается наличие высокой температуры ($\geqslant$20 000°K) в гелиевых областях, во второй — жесткое излучение Солнца с λ 504 Å. В этом случае не надо вводить высоких температур в гелиевых областях, а достаточно принять $T=6000$°K (температура нейтральных водородных областей).

По наблюдениям [6], линия 10 830 светится и в нижней хромосфере. Получается, что в «холодные» (6000°К — температура по водородным линиям) области вкраплены «горячие», гелиевые. Эту концепцию развивают Г. М. Никольский и М. А. Лившиц в ИЗМИРАНе [1, 2, 8].

В данной работе для λ 10 830 расчет произведен для $T=6000°$ и $T=25\,000°$.

Результаты сравнения теоретических данных с экспериментальными приведены в таблице.

Элемент	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\lambda_D$ Å	$T°$, К	сгустки $V_{эксп}$, *км/сек*	$\frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda_{max}}$	$\Delta\lambda_{max}$	вращение $V_{теор}$, *км/сек*
H_α	0,96	0,27	6000	24	0,50	0,51	23
H_δ	0,56	0,17	6000	22	0,57	0,30	22
10830	1,30+	0,33	6000	—	0,45	0,74	20
10830	1,30+	0,48	25000	18	0,65	0,70	19
D_3	0,56	0,27	25000	14	0,90	—	—

* Здесь Δλ взяты для λ 10 830 после вычета слабого, коротковолнового компонента. Полная $\Delta\lambda = 1{,}45$ Å.

Данные второго и пятого столбцов взяты из [2]. Во втором столбце приведены наиболее часто встречающиеся полуширины линий на спектрограммах спикул, полученных с высот ~ 5000 *км*, $\Delta\lambda_D$ были рассчитаны по известной формуле $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_t^2}$, где v_t — турбулентная скорость в солнечной хромосфере. Г. М. Никольский приводит в [1] распределение турбулентных скоростей в хромосфере. На высотах ~ 5000 *км* V_t не превышает 8 *км/сек*, она растет с высотой и в корне достигает ~ 20 *км/сек*. В более поздней работе Г. М. Никольский и А. А. Сазанов [12] приводят данные для v_t несколько иные: 10 — 20 *км/сек*. На это указывает и К. И. Никольская [18, 19]; наши данные $v_t = 7$ *км/сек* (в [2] $v_t = 5$ *км/сек*.)

$V_{эксп}$ получены в предположении, что наблюдаемые контуры линий спикул — результат суперпозиции двух допплеровских контуров, получившихся в результате излучения движущихся со скоростями $\pm v$ вдоль луча зрения сгустков. Подсчет $V_{эксп}$ проводился по формуле $\Delta\lambda_{едв}/\lambda = v/c$, где $\Delta\lambda_{едв}$ — сдвиг двух контуров относительно центра линии; $V_{эксп} = 2|v|$ [2][1].

Возвращаясь к эффекту вращения и зная $\Delta\lambda_D$ и значение экспериментальных полуширин контуров ($\Delta\lambda_D/\Delta\lambda_{max} = a$), можно подсчитать $\Delta\lambda_{max}$. Значения Δλ взяты из второго столбца таблицы. Рассчитанные таким образом $\Delta\lambda_{max}$ приведены в седьмом столбце.

По известным $\Delta\lambda_{max}$ и по формуле $v_{max}/c = \Delta\lambda_{max}/\lambda$ найдены v_{max}. Это и есть $V_{теор}$, которые приведены в последнем столбце. Отсутствие $V_{теор}$ для D_3 объясняется тем, что параметр a в этом случае равен 0,9, что не имеет физического смысла. Однако если взять среднее значение $a \sim 0{,}5$ — — 0,7, то $\Delta\lambda_{max}$ 0,3 и $V_{теор} \sim 14$ *км/сек*.

Полученные в данной работе скорости вращения спикулы по различным водородным и гелиевым линиям практически совпадают со скоростями сгустков, рассчитанными по тем же линиям [2]. Эффект

[1] Идея о том, что наблюдаемые контуры линий — спикулы есть результат суперпозиции допплеровских контуров, развивается также в работе [19].

вращения приводит к тому, что спектральные линии спикулы будут неперпендикулярны к направлению дисперсии из-за противоположно направленных лучевых скоростей краев «вертушки». В пользу вращения спикулы говорит то, что на спектрограммах, полученных в ИЗМИРАНе, встречается много линий с наклоном к направлению дисперсии. Наклон некоторых из них, вероятно, обусловлен эффектом вращения.

Однако вид контуров более сложен (плоские вершины, изрезанные иногда несколькими пиками). Вид плато контура можно объяснить движением макросгустков в спикуле [2]. Поэтому кажется вероятным такое представление о спикуле: вращающийся столб газа с характерным распределением поля скоростей (сгустки), причем скорости сгустков одного порядка со скоростью вращения спикулы.

Вращение или оставляет газ в столбе одинакового сечения или даже приводит к уменьшению ее диаметра с высотой. Это действительно наблюдается, хотя для изучения наклонов линий в спектре и для исследования формы спикулы требуются приборы с достаточно большим разрешением.

В заключение благодарю М. А. Лившица за постановку задачи и за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский Г. М. «Астрон. журн.», 42, 86, 1965.
2. Лившиц М. А. «Астрон. журн.», 43, 718, 1966.
3. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М., ИЛ, 1949.
4. Звездные атмосферы, под ред. Дж. Гринстейна. М., ИЛ, 1963.
5. Крат В. А., Крат Т. В. «Изв. главной астрон. обс.». Пулково, 20, вып. 2, 1964.
6. Гуляев Р. А. «Астрон. журн.», 39, 313, 1964.
7. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. М., «Наука», 1966.
8. Никольский Г. М. Докторская диссертация. ИЗМИР АН, 1964.
9. Гуляев Р. А. Кандидатская диссертация. ГАИШ, 1964.
10. Zirin H., Dietz R. D. Astrophys. J., 138, 664, 1963.
11. Suemoto Z. Publs. Astron. Soc. Japan, 39, 463, 1963.
12. Никольский Г. М., Сазанов А. А. «Астрон. журн.», 43, 928, 1966.
13. Никольская К. И. «Астрон. журн.», 43, 936, 1966.
14. Athay R. G., Menzel D. H. Astrophys J., 123, 285, 1956.
15. Athay R. G., Thomas R. N. Astrophys J., 123, 299, 1956.
16. Athay R. G., Thomas R. N. Astrophys J., 123, 309, 1956.
17. Шкловский И. С. «Астрон. журн.», 22, 249, 1945.
18. Никольская К. И. «Астрон. журн.», 44, № 5, 1967.
19. Никольская К. И. «Солнечные данные», № 12, 1966.
20. Атей Р., Томас Р. Физика солнечной атмосферы. М., «Мир», 1965.

Поступила в редакцию
21.7 1967 г.

Кафедра
астрофизики