

УДК 523.987

Влияние скважности протуберанцев на определение параметров вещества

Е. Г. Рудникова

Рассмотрено влияние скважности в картинной плоскости на определение параметров вещества по видимым яркостям протуберанцев в водородных линиях. Учет скважности $q > 1$ приводит к повышению полученных из наблюдений населенностей водородных уровней, оптических толщин в линиях, меры эмиссии, числа ионизаций со второго уровня в q и более раз, электронной плотности — в \sqrt{q} и более раз. Влиянием скважности можно объяснить существование пологих эмпирических кривых энергий бальмеровских линий в области малых видимых яркостей, а также различие в τ_{21} , определяемых по контурам линий и по кривым роста или кривым энергий.

Предлагается метод определения скважности оптически толстых спокойных протуберанцев по кривым энергий бальмеровских линий. Полученная величина скважности одного протуберанца равна 7, другого — 3.

THE EFFECT OF PROMINENCE POROSITY ON DETERMINATION OF THE MATTER PARAMETERS, by Rudnikova E. G.—The prominence porosity is considered for its influence on determination of the matter parameters from the measured strengths of emission lines. The method is suggested to determine porosity from the observed energy curves of the Balmer lines.

Наблюдения с высоким пространственным разрешением [3, 17, 18] и некоторые спектральные особенности протуберанцев [20, 21] свидетельствуют о неоднородности их структуры. Структурная неоднородность в направлении луча зрения в спокойных протуберанцах исследовалась в работах [6—8, 21, 22 и др.]. Протуберанец был представлен в виде цилиндра с осью по лучу зрения, состоящего из вертикальных дисково-волокон одинаковой толщины. Движущиеся фрагменты протуберанцев рассматривались в работах [5, 9, 23, 24].

При исследовании протуберанцев важным является учет проявления неоднородности структуры в картинной плоскости. Непосредственные наблюдения эмиссионных элементов в виде тонких струй, нитей, петель, узлов и др. указывают на частичное заполнение веществом протуберанца в картинной плоскости. Если угловые размеры эмиссионных фрагментов протуберанца меньше разрешающей способности приемного устройства, то возникает проблема учета скважности [4, 5, 10, 18, 19 и др.]. При спектральных наблюдениях не сплошного в картинной плоскости протуберанца только часть площади щели спектрографа окажется занятой изображением отдельных фрагментов. Из-за атмосферных колебаний, дрожания изображений, недостаточной разрешающей способности инструмента происходит «размазывание» этих изображений по щели, что уменьшает поверхностную яркость протуберанца. Степень размытости изображений и, следовательно, занижения измеренной поверхностной яркости зависит также от формы (волокна, шары и др.), размеров (по сравнению с шириной щели и с пространственным разрешением), в некоторых случаях от ориентации (относительно щели) фрагментов и от различия физических условий в отдельных фрагментах.

Если принять поверхностную яркость всех фрагментов одинаковой, то величина скважности q в картинной плоскости определяется отношением площади протуберанца S к суммарной, то есть эффективной, площади всех эмиссионных элементов $S_{\text{эф}}$: $q = S/S_{\text{эф}}$.

В данной работе рассмотрено влияние скважности на определение параметров вещества по наблюдаемым яркостям протуберанцев в во-

дородных линиях. Предлагается метод определения из наблюдений скважности спокойных протуберанцев с помощью кривых энергий бальмеровских линий.

Зависимость определяемых из наблюдений параметров вещества от скважности. В связи с многообразием возможных вариантов неоднородности структуры в первом приближении ограничимся предположением о том, что все фрагменты, проектирующиеся на картинную плоскость, характеризуются одинаковыми геометрическими и физическими

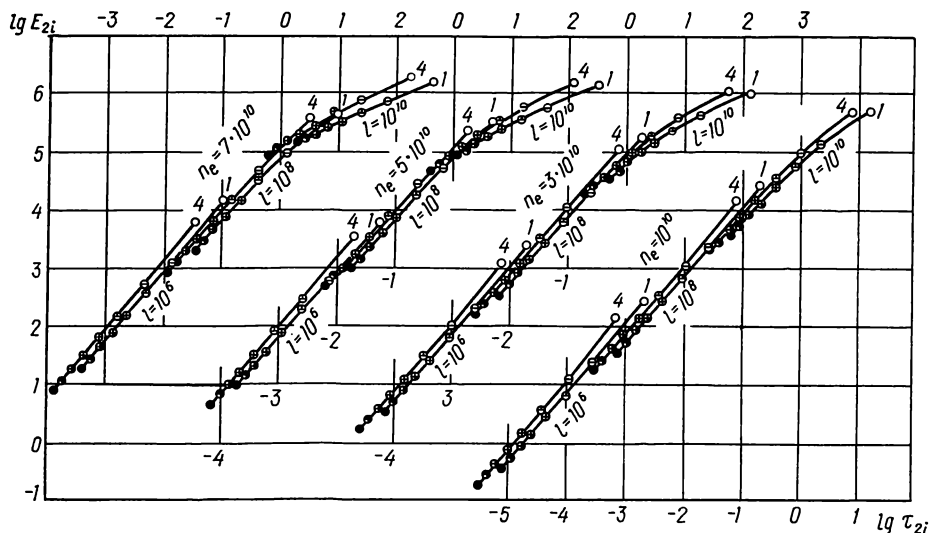


Рис. 1. Кривые энергий $H_{\alpha} - H_{10}$ при $v_t = 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $h = 30''$. Величины E_{2i} даны в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. $n_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$: 1 — 5000 К, 2 — 7000 К, 3 — 9000 К, 4 — 12000 К; $\bigcirc - H_{\alpha}$, $\ominus - H_{\beta}$, $\oplus - H_{\gamma}$, $\oplus - H_{\delta}$, $\ominus - H_{\epsilon}$, $\bullet - H_{\zeta}$, $\bullet - H_{\eta}$, $\bullet - H_{\theta}$

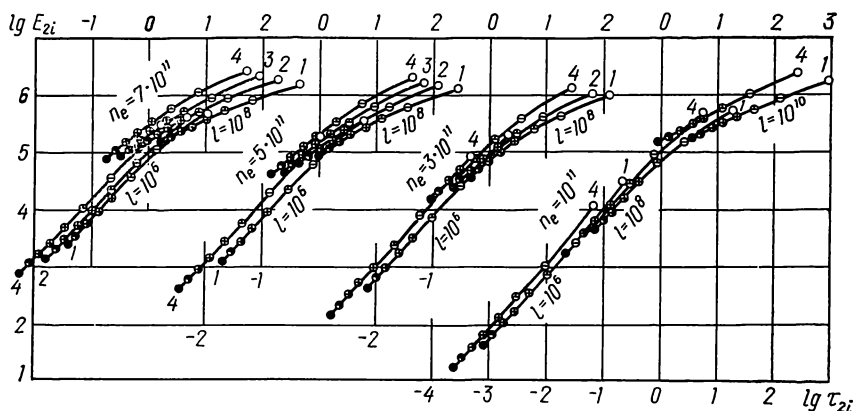


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, $n_e \geq 10^{11} \text{ см}^{-3}$

параметрами. Вследствие размазывания по щели спектрального изображения не сплошного протуберанца измеренная энергия его излучения в любой спектральной линии оказывается заниженной в q раз. Поэтому при определении физических параметров вещества по измеренным энергиям последние необходимо умножить на величину q .

Рассмотрим свечение протуберанца в бальмеровских линиях. Решение уравнений стационарности для многоуровневого атома водорода в сплошных протуберанцах [11, 12] показывает, что энергия излучения в линиях субординатных серий однозначно определяется значениями

трех параметров n_e , T_e и протяженности l (при фиксированных величинах турбулентной скорости v_t и высоты h над фотосферой). Этим значениям параметров однозначно соответствуют населенности водородных уровней и оптическая толщина $\tau(H_\alpha)$, которая, как показано в работе [16], через населенность второго уровня n_2 связана с электронной концентрацией n_e . Рис. 1 и 2, содержащие кривые энергий $[\lg E_{2i}$, $\lg \tau_{2i}]$ (КЭ) для модели однородного плоского слоя, иллюстрируют зависимость E_{2i} от исходных параметров n_e , T_e , l и от соответствующих

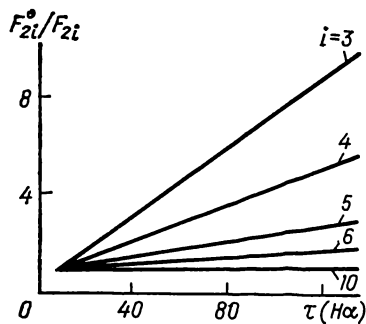
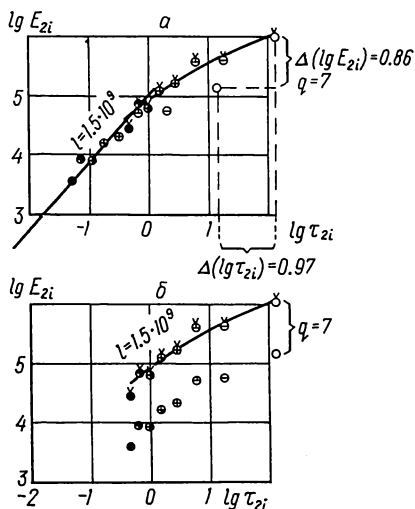


Рис. 3. Зависимость F_{2i}^0/F_{2i} от номера верхнего уровня для линий $H_\alpha - H_{10}$ при разных $\tau(H_\alpha)$ и $\tau^0(H_\alpha) = 10$

Рис. 4. Сравнение пологой эмпирической КЭ протуберанца 18.09.1960 (обозначения, как на рис. 1) с расчетными КЭ (сплошные линии) при $T_e = 7000$ К, $n_e = 10^{11}$ см $^{-3}$, $v_t = 10$ км·с $^{-1}$, $h = 30''$: а — параллельный перенос эмпирической КЭ до наилучшего совмещения с одной из расчетных КЭ. Обозначения, соответствующие qE_{2i} , дополнены сверху значком « \vee »; б — определение q по разности $\lg(qE_{2i}) - \lg E_{2i}$



им вычисленных значений τ_{2i} . Следует отметить, что кривые энергий характеризуют также влияние физических условий на бальмеровский декремент.

Для удобства обозначим нулевым индексом все параметры вещества однородного ($q=1$) протуберанца. Пусть имеются полученные из наблюдений поверхностные яркости E_{2i} некоторого протуберанца. Им соответствуют параметры сплошного объекта n_e^0 , T_e^0 , l^0 , а также однозначно определяемые ими оптические толщины τ_{2i}^0 . Если предположить, что исследуемый протуберанец не сплошной, а характеризуется скважностью q , то его поверхностная яркость должна равняться qE_{2i} , чему соответствуют уже другие параметры n_e , T_e , l (и τ_{2i}). Если фрагменты не перекрываются вдоль луча зрения, то величина l является протяженностью, а τ_{2i} — оптической толщиной каждого из них. Как будут различаться параметры двух протуберанцев — однородного и со скважностью, если измеренная поверхностная яркость их одинакова, в то время как истинная яркость второго в q раз больше?

Число атомов водорода по лучу зрения на верхнем уровне для линии $i \rightarrow 2$ в предположении постоянства параметров по объему в сплошном протуберанце равно

$$N_i^0 = \frac{4\pi E_{2i}}{A_{i2} h \nu_{2i} F_{2i}^0}.$$

Если предположить, что данный протуберанец характеризуется скважностью q (при той же самой видимой яркости E_{2i}), то число атомов на луче зрения возрастает [10]:

$$N_i = \frac{4\pi q E_{2i}}{A_{i2} h \nu_{2i} F_{2i}} = N_i^0 q \frac{F_{2i}^0}{F_{2i}}. \quad (1)$$

Здесь F_{2i}^0 и F_{2i} — факторы самопоглощения, соответствующие оптическим толщинам τ_{2i}^0 и τ_{2i} . Отношение F_{2i}^0/F_{2i} увеличивается с возрастанием $\tau(H_\alpha)$, причем тем медленнее, чем больше номер верхнего уровня i (рис. 3). При больших значениях i отношение F_{2i}^0/F_{2i} стремится к единице, а N_i/N_i^0 — к q .

Из формулы Саха с учетом соотношения (1) для верхних уровней

$$n_e^2 l = 4.85 \cdot 10^{15} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{\hbar\nu_{2i}}{kT_e}\right) \frac{N_i^0}{g_i} q \frac{F_{2i}^0}{F_{2i}}$$

с $F_{2i}^0/F_{2i} \rightarrow 1$ видим, что при $q > 1$ мера эмиссии также возрастает:

$$n_e^2 l = q (n_e^2 l)^0. \quad (2)$$

При $l \leq l^0$ получим $n_e \geq q n_e^0$. Если соотношение между n_2 и n_e останется прежним, то $n_2 \geq q n_2^0$ и $\tau_{2i} \geq q \tau_{2i}^0$.

Приближенный характер последних выражений обусловлен тем, что коэффициент связи n_2 с n_e хотя и не сильно, но зависит от физических условий в протуберанцах, постепенно уменьшаясь с увеличением n_e , T_e и $l(\tau(H_\alpha))$ [11, 13]. При этом остается в силе важный вывод, который следует из формулы (2), что при наличии скважности $q > 1$ энергиям излучения протуберанцев qE_{2i} всегда соответствует неравенство

$$\tau_{2i} > \tau_{2i}^0. \quad (3)$$

Из соотношения (1) вытекает аналогичный вывод для остальных субординатных линий: $\tau_{ih} > \tau_{ih}^0$. Иначе говоря, при учете скважности оптическая толщина протуберанца в линиях оказывается большей, чем в сплошном при той же видимой яркости.

При анализе наблюдений удобно пользоваться эмпирической кривой энергий, выражающей (в логарифмической шкале) зависимость измеренных энергий излучения протуберанца E_{2i} от искомым τ_{2i} с известными отношениями $(\lambda f)_{2i}/(\lambda f)_{23}$, а также характеризующей бальмеровский декремент. Полученное неравенство (3) позволяет объяснить существование пологих эмпирических КЭ в области малых энергий.

В работе [12] для половины из 50 исследованных протуберанцев было обнаружено несоответствие между измеренными абсолютными энергиями и соответствующими бальмеровскими декрементами. Эмпирические КЭ оказались более пологими, чем следует из расчетов для однородного плоского слоя. Если верхние точки такой эмпирической кривой энергий совместить с теоретической кривой, то энергия $E(H_\alpha)$, взятая из наблюдений, окажется заниженной в два раза и более (рис. 4, а). И, наоборот, при совмещении точек, соответствующих H_α , H_β , энергии верхних линий серии будут завышены во столько же раз. Различие хода эмпирической и теоретической КЭ не устраняется в рамках однородной модели при переходе к другим турбулентным скоростям как для плоского слоя, вертикального или наклонного к поверхности Солнца, так и для шара [12—14], однако его можно объяснить наличием скважности.

При рассмотрении кривых энергий в случае скважности проанализируем результаты, полученные для сплошных протуберанцев. Протуберанец, состоящий из одинаковых неперекрывающихся фрагментов, можно представить в виде промежуточной модели между плоским слоем в картинной плоскости толщиной l и шаром с $2r=l$.

Решение уравнений стационарности при заданных параметрах n_e , T_e , l показывает, что различие в форме кривых энергий для моделей плоского слоя и шара незначительно [14]. Основное отличие КЭ бальмеровский линий для шара проявляется в некотором (до 1.5 раз при $\tau(H_\alpha=100)$) увеличении оптических толщин τ_{2i} (за счет n_2) по сравнению с плоским слоем при тех же исходных значениях n_e , T_e , l , то есть

в сдвиге КЭ вдоль оси абсцисс $\Delta(\lg \tau_{2i}) < 0.2$. Кривые энергий, характеризующие истинное излучение протуберанца со скважностью, должны находиться в узком интервале между КЭ для плоского слоя и шара, имея примерно такую же кривизну. В результате уменьшения поверхностной яркости за счет размазывания изображений фрагментов на щели эмпирическая кривая для протуберанца с $q > 1$, не изменив своей формы, займет на графике положение в области более низких энергий почти без смещения вдоль оси абсцисс (рис. 4, б).

Таким образом, КЭ бальмеровских линий, построенная с учетом скважности, лежит ниже КЭ, относящейся к сплошному объекту при тех же исходных параметрах. Величина сдвига вдоль оси ординат зависит от скважности и в рамках рассмотренного приближения равна:

$$\Delta(\lg E_{2i}) = \lg q. \quad (4)$$

Следует отметить еще одно проявление скважности в спектральных наблюдениях. В работах [1, 15 и др.] получено, что оптические толщины τ_{2i} , определенные по контурам бальмеровских линий, в частности по кривым полуширин (КПШ), больше, чем полученные по наблюдаемым энергиям методом кривых роста. Одной из причин такого расхождения может быть влияние неучтенных макроскопических движений с градиентом лучевых скоростей, сильно увеличивающих ширину эмиссионных линий [5, 9, 23, 24] и полученные по их контурам оптические толщины. Другой причиной, как видно из вышеизложенного, может оказаться проявление скважности наблюдаемого протуберанца, уменьшающей видимые E_{2i} в q раз. В результате построенная из наблюдений кривая роста оптически толстого протуберанца окажется в области заниженных E_{2i} и τ_{2i} , и полученные методом кривых роста τ_{2i} будут заниженными не менее, чем в q раз. Ширина контуров линий не зависит от рассмотренной скважности в картинной плоскости. Отсюда следует вывод, что в оптически толстых спокойных протуберанцах отношение оптических толщин в бальмеровских линиях, полученных из наблюдений по контурам линий и по энергиям в линиях, $(\tau_{\text{КПШ}}/\tau_{\text{КЭ}}^0)_{2i}$ является индикатором скважности. По величине это отношение равно примерно q или несколько выше (см. п. 1 следующего раздела).

Определение скважности протуберанцев по кривым энергий бальмеровских линий. При сравнении построенных из наблюдений КЭ с вычисленными для сплошных протуберанцев в широком диапазоне исходных значений электронных плотностей, температур, протяженностей, турбулентных скоростей и высот над фотосферой могут иметь место случаи:

1. Для ряда пологих эмпирических КЭ, описывающих излучение оптически толстых в H_α протуберанцев, нельзя найти соответствия среди вычисленных КЭ, поскольку измеренные энергии ниже, чем следует из наблюдаемого бальмеровского декремента. Считаем, что рассогласование вызвано не ошибками наблюдений, иначе встречались бы и противоположные отклонения (то есть прямолинейные эмпирические КЭ с высокими энергиями), а обусловлено влиянием скважности в картинной плоскости. Поскольку эмпирическая КЭ оказывается более полой, то для совмещения ее с теоретической необходимо произвести параллельный перенос со сдвигом вдоль оси ординат $\Delta(\lg E_{2i})$ и вдоль оси абсцисс $\Delta(\lg \tau_{2i})$. Для пологих КЭ, то есть в случае оптически толстых протуберанцев, сдвиг $\Delta(\lg \tau_{2i})$ больше $\lg q$, следовательно, $\tau_{2i} > q\tau_{2i}^0$, где τ_{2i}^0 определяется по сглаженным абсолютным значениям E_{2i} (по существу с «выпрямлением» бальмеровского декремента). Величина сдвига вдоль оси энергий (4) определяет значение скважности q (рис. 4, 5) в оптически толстом протуберанце с измеренными энергиями E_{2i} . Для двух протуберанцев с пологими КЭ, построенными по наблюдениям 18.09.1960 [1] и 01.07.1959 [15], найденная скважность оказалась равной 7 и 3 соответственно.

2. При $\tau(H_\alpha) < 1$ эмпирическая КЭ даже при наличии скважности практически будет прямолинейной и ее можно совместить с одной из прямолинейных теоретических КЭ для сплошных протуберанцев с теми же энергиями. Однако эмпирическая КЭ окажется не на своем месте. Истинное ее положение соответствует прямолинейной теоретической КЭ с qE_{2i} и $\tau(H_\alpha) \approx q\tau^0(H_\alpha)$, при этом величина q остается неопределенной в интервале значений от единицы до такого значения q , при

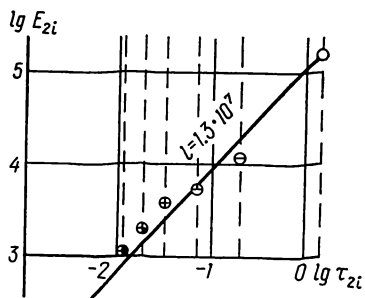
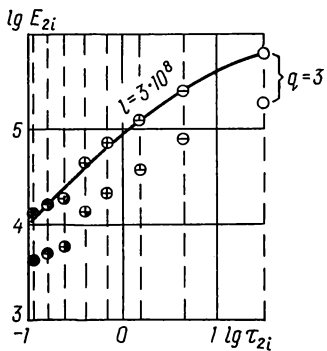


Рис. 5. Определение скважности протуберанца 01.07.1959 при тех же n_e , T_e , v_t , h , что и на рис. 3

Рис. 6. Сравнение эмпирической КЭ $H_\alpha-H_\beta$ протуберанца № 44 19.07.1951 с расчетной КЭ $H_\alpha-H_{10}$ при тех же n_e , T_e , v_t , h , что и на рис. 4

котором КЭ начнет искривляться за счет самопоглощения. Можно лишь сделать качественный вывод о том, что эмпирическая КЭ с $\tau^0(H_\alpha) < 1$ может описывать протуберанец со значительной скважностью вплоть до

$$q = \frac{1}{\tau^0(H_\alpha)} \quad (5)$$

и что оптическая толщина в линиях, населенность уровней, электронная плотность окажутся из-за $q > 1$ заниженными. Если же $\tau^0(H_\alpha) \approx 1$ (рис. 6), то протуберанец с прямолинейной КЭ, например, взятый из наблюдений 19.07.1951 [2], является сплошным или с незначительной скважностью, так как отношение (5) оказывается порядка единицы.

Итак, кривые энергий бальмеровских линий для оптически толстых сплошных протуберанцев позволяют найти скважность из наблюдений. Величина q определяется по степени рассогласования эмпирической КЭ и соответствующего бальмеровского декремента $\Delta(\lg E_{2i})$.

Заключение. Не сплошное заполнение протуберанцев веществом в картинной плоскости, то есть наличие скважности $q > 1$, проявляется в уменьшении измеренной поверхностной яркости за счет размывания изображений отдельных фрагментов на щели спектрографа. Это приводит к искажению определяемых из наблюдений параметров вещества. Населенности квантовых уровней водорода, оптические толщины в линиях субординатных серий, определенные по видимым яркостям в бальмеровских линиях, мера эмиссии $n_e^2 l$, число ионизаций со второго уровня бальмеровских континуумом окажутся заниженными в q раз и более, а n_e — в \sqrt{q} раз и более.

Степень рассогласования эмпирической кривой энергий с соответствующим бальмеровским декрементом является хорошим индикатором скважности оптически толстых протуберанцев и дает возможность определить q из наблюдений. Определенная по кривым энергий величина скважности q в одном из протуберанцев равна 7, в другом — 3.

Прямолинейные эмпирические кривые энергий также могут описывать протуберанец со скважностью, однако величина q оптически тон-

ких протуберанцев остается неопределенной в пределах значений от 1 до $1/\tau^0(H_\alpha)$.

Влиянием скважности, деформирующим эмпирические КЭ оптические толстых спокойных протуберанцев, можно объяснить и обнаруженное ранее различие в τ_{2i} , определяемых по контурам линий, в частности, методом полуширин, и по кривым роста или кривым энергий.

1. *Зельдина М. Ю., Сергеева Г. М.* Деякі результати спектродотометрії протуберанців. — Вісн. Київ. ун-ту. Сер. астрономії, 1967, № 8, с. 25—36.
2. *Иванов-Холодный Г. С.* Спектродотометрическое исследование водорода и гелия в протуберанцах. — Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1955, 13, с. 112—154.
3. *Кононович Э. В., Куряков Ю. А., Смирнова О. Б.* Фотометрия протуберанца по наблюдениям полного солнечного затмения 31 июля 1981 г. — Солнеч. данные, 1983, № 4, с. 104—106.
4. *Курочка Л. Н., Курочка Е. В., Остапенко В. А.* Энергия излучения и структура хромосферных вспышек. — Вестн. Киев. ун-та. Сер. астрономии, 1975, № 17, с. 25—37.
5. *Курочка Л. Н., Тельнюк-Адамчук В. В.* Контурь линий неоднородных солнечных образований с различной скважностью. — Астрометрия и астрофизика, 1977, вып. 33, с. 41—51.
6. *Мороженко Н. Н.* Спектральные свойства волокнистых физически неоднородных протуберанцев. III. — Там же, 1983, вып. 48, с. 16—25.
7. *Мороженко Н. Н., Жаркова В. В.* Спектральные свойства волокнистых физически неоднородных протуберанцев. I. — Там же, 1980, вып. 41, с. 3—11.
8. *Мороженко Н. Н., Жаркова В. В.* Спектральные свойства волокнистых физически неоднородных протуберанцев. II. — Там же, 1982, вып. 47, с. 34—41.
9. *Рудникова Е. Г.* Определение числа атомов в эруптивных протуберанцах. — Там же, 1973, вып. 19, с. 63—70.
10. *Рудникова Е. Г.* Энергетический баланс яркого активного протуберанца. — Вестн. Киев. ун-та. Астрономия, 1978, № 20, с. 46—55.
11. *Рудникова Е. Г.* Энергия излучения протуберанцев в водородных линиях. — Солнеч. данные, 1982, № 9, с. 73—78.
12. *Рудникова Е. Г.* Кривые энергий бальмеровских линий для протуберанцев. Плоский слой. — Вестн. Киев. ун-та. Астрономия, 1983, № 25, с. 35—42.
13. *Рудникова Е. Г.* Кривые энергий бальмеровских линий для протуберанцев: Влияние турбулент. скорости и высоты. — Пробл. косм. физики, 1983, вып. 18, с. 18—23.
14. *Рудникова Е. Г., Яковкин Н. А.* Кривые энергий бальмеровских линий для протуберанцев. Однородный шар. — Вестн. Киев. ун-та. Астрономия, 1983, № 25, с. 43—48.
15. *Сергеева А. Н., Яковкин Н. А.* Спектродотометрия солнечных протуберанцев. — Там же, 1970, № 12, с. 3—10.
16. *Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю.* Возбуждение и ионизация водорода в протуберанцах. — Астрон. журн., 1964, 41, с. 336—343.
17. *Engvold O.* The fine structure of prominences. — Solar Phys., 1976, 49, p. 283—295.
18. *Engvold O.* The fine structure of prominences. IV. — Ibid., 1978, 56, p. 87—106.
19. *Heasley J. N., Mihalas D.* Structure and spectrum of quiescent prominences: energy balance and hydrogen spectrum. — Astrophys. J., 1976, 205, p. 273—285.
20. *Hirayama T.* A model of the solar UV radiation on the prominence. — Publ. Astron. Soc. Jap., 1963, 15, p. 122—144.
21. *Morozhenko N. N.* On the intensity of helium and hydrogen lines in quiescent prominences with filamentary structure. — Solar Phys., 1974, 39, p. 349—369.
22. *Morozhenko N. N.* Radiation transfer in prominences with filamentary structure. — Ibid., 1978, 58, p. 47—56.
23. *Rompolt B.* Spectral features to be expected from rotational and expansional motions in the fine solar structure. — Solar Phys., 1975, 41, p. 329—348.
24. *Rompolt B., Ciurla T.* The influence of the filamentary structure of prominences and flares on the line profiles. — Publ. Astron. Inst. Czech., 1965, 51, p. 100—107.

Астрон. обсерватория
Киев. ун-та им. Т. Г. Шевченко, Киев

Поступила в редакцию 17.07.84,
после доработки 24.09.84