

УДК 523.987

**Ионизованный гелий в спокойных протуберанцах.****I. Холодное свечение He II****Н. Н. Мороженко**

Рассмотрена возможность холодного свечения линии He II  $\lambda$  468.6 нм в структурно и физически неоднородных моделях спокойных протуберанцев. Принято, что вещество протуберанцев состоит из атомов водорода, гелия, их ионов и электронов. Ион гелия представлен моделью, состоящей из пяти уровней и континуума. Решены приближенные уравнения стационарности уровней второго — пятого и континуума совместно с уравнениями переноса излучения в частотах лаймановской серии иона гелия. Для моделей с  $\tau_0(L\alpha) = 10^4 \div 10^8$  получены относительные населенности уровней и интенсивности линии He II  $\lambda$  468.6. Сравнение последних с наблюдениями Хириямы позволило сделать вывод, что холодное свечение линии He II  $\lambda$  468.6 нм возможно лишь в слабых протуберанцах. В ярких — эта линия светится под действием электронных ударов в условиях высоких температур в пространстве между волокнами.

**IONIZED HELIUM IN QUIESCENT PROMINENCES. I. COLD EXCITATION, by Mo-**

*rozhenko N. N.* — The cold excitation of the He II  $\lambda$  468.6 nm in structurally and physically inhomogeneous models of quiescent prominences is considered. Statistical equilibrium equations for the levels 2—5 and the continuum as well as approximate radiation transfer equations for  $\lambda\lambda$  30.4, 25.6, 24.3, 23.5 nm and  $\lambda \leq 22.8$  nm are solved. Depth distributions of the functions  $\frac{n_m}{n_1}(\tau)$ ,  $\frac{n+n_e}{n_1}(\tau)$  and intensities of a He II  $\lambda$  468.6 nm line are computed. A comparison with the observations of Hirayama leads to the following conclusions: a) In faint prominences the He II  $\lambda$  468.6 nm line is excited by radiation ( $\lambda$  24.3 nm) penetrating into space between filaments and by recombinations (the cold excitation); b) In bright prominences the He II  $\lambda$  468.6 nm line is excited by electron collisions in space between filaments.

В высокогорных условиях с помощью коронографов [5, 6, 14] или во время солнечных затмений [12] в спектрах спокойных протуберанцев наблюдается очень слабая линия ионизованного гелия He II  $\lambda$  468.6 нм. На орбитальной станции Skylab получены спектрограммы нескольких кустообразных протуберанцев, содержащие линию He II  $\lambda$  164.0 нм [7, 9], а также их спектрогелиограммы в линии He II  $\lambda$  30.4 нм. Эти наблюдения свидетельствуют о достаточно сильном возбуждении ионизованного гелия в спокойных протуберанцах.

Вопрос о механизмах свечения ионизованного гелия давно интересовал исследователей. Так, Хирияма [5] на основании наблюдений линии He II  $\lambda$  468.6 нм и He I  $\lambda$  471.3 нм пришел к выводу о том, что в спокойных протуберанцах ионизованный гелий возбуждается рекомбинациями в холодной среде ( $T_e \approx 10\,000$  К,  $n_e = 10^{10} \div 10^{11}$  см $^{-3}$ ) при ионизации нейтрального гелия внешним излучением с  $\lambda \leq 22.8$  нм.

По мнению авторов [7, 9], механизмом свечения линии He II  $\lambda$  164.0 нм являются также рекомбинации, но в горячей среде при  $T_e \approx 30\,000$  К,  $n_e \approx 5 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ .

Решаем эту задачу, опираясь на наблюдения Хириямы [5], которые в настоящее время наиболее надежны. Они представлены на рис. 1 точками в виде зависимости интенсивности линии He II  $\lambda$  468.6 нм —  $\lg I(468.6)$  от яркости протуберанца или от интенсивности линии нейтрального гелия  $\lambda$  471.3 нм —  $\lg I(471.3)$ . Большие кружки на рисунке — усредненные индивидуальные наблюдения, горизонтальные и вертикальные штрихи — ошибки усреднения. В наблюдательных данных обращает

на себя внимание прежде всего почти постоянная интенсивность линии He II  $\lambda$  468.6 нм в слабых протуберанцах (до  $I(471.3) \leq 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> × с.ср)) и ее быстрый рост в протуберанцах средней и большой яркости ( $I(471.3) \geq 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> × с.ср)). Характер изменения наблюдаемых интенсивностей линии He II  $\lambda$  468.6 нм при переходе от слабых протуберанцев к ярким свидетельствует о различных механизмах возбуждения этой линии в разных протуберанцах: в слабых — вероятно, механизм холодный (радиация); в ярких — активное подключение горячего механизма (ударного) при достаточно высоких температуре и плотности вещества.

Рассмотрим проблему с точки зрения моделей структурно и физически неоднородных протуберанцев. Такие модели рассчитаны в работах

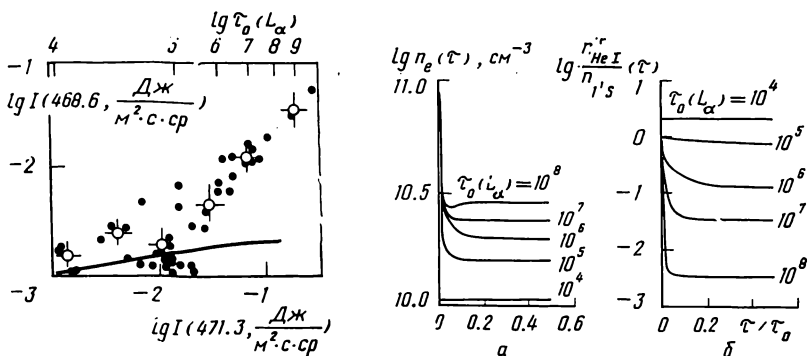


Рис. 1. Зависимость  $\lg I(468.6)$  от  $\lg I(471.3)$ : точки — наблюдения [5], кружки — усредненные наблюдения [5], вертикальные и горизонтальные штрихи — ошибки усреднения, сплошная линия — вычисления в рамках структурно и физически неоднородных моделей [2, 3]

Рис. 2. Зависимость электронной плотности  $\lg n_e$  и степени ионизации гелия  $\lg(n_{\text{He I}}/n_{1S})$  от глубины

[2—4, 11]. Они хорошо объясняют свечение водорода и гелия в слабых и ярких протуберанцах. Для холодной составляющей моделей разной оптической толщины получены распределения по лучу зрения электронной температуры, электронной плотности, степени возбуждения и ионизации водорода и гелия (рис. 2). Используя эти параметры, можно рассчитать возбуждение ионизованного гелия, найти интенсивности линии He II  $\lambda$  468.6 нм в моделях разной оптической толщины (соответствующих протуберанцам разной яркости) и путем сравнения их с наблюдениями решить вопрос о возможности холодного свечения ионизованного гелия в спокойных протуберанцах.

Будем считать, что вещество протуберанцев состоит из атомов водорода, гелия, их ионов и электронов. Ион гелия представим пятиуровневой с континуумом моделью. Для иона, находящегося в волокне  $i$  на глубине  $\tau_i'$ , в приближенной форме запишем уравнения стационарности уровней второго—пятого и континуума с [3, 4]:

$$\frac{n_m}{n_1}(\tau_i') = g_{1m}^*(\tau_i') \{1 - \lambda_{1m} + (\lambda_{1m}/2) [L_{1m}^*(\tau_i') + L_{1m}^*(\tau_0 - \tau_i')] + \Delta L_{1m}^*(\Delta\tau_i/2)\}^{-1}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{1m}$  — вероятность выживания кванта;  $\tau_{1m}^*(\tau_i')$  и  $\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau_i/2)$  — вероятность ускользания тех же квантов с глубины  $\tau_i'$  через торцы протуберанца и в промежутки между волокнами соответственно;  $\tau_i'$  — оптическая глубина в частоте  $1m$ ;  $\Delta\tau_i$  — оптическая толщина волокна  $i$  в той же частоте;  $g_{1m}^*(\tau_i')$  — мощность первичных источников на глубине  $\tau_i'$ . Функции  $\lambda_{1m}$ ,

$L_{1m}^*(\tau'_i)$ ,  $\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau'_i/2)$ ,  $g_{1m}^*(\tau'_i)$  имеют вид

$$\lambda_{1m} = A_{m1} / \sum_{n=1}^{m-1} (A_{mn} + n_e C_{mn}); \quad (2)$$

$$L_{1m}^*(\tau'_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_{1m}(x)}{\alpha_{1m}^*(x)} E_2 |\alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) \tau'_i| dx; \quad (3)$$

$$\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau'_i/2) = \beta_{i,i\pm 1} \lambda_{1m} L_{1m}^*(\Delta\tau'_i/2); \quad (4)$$

$$g_{1m}^*(\tau'_i) = (\lambda_{1m}/A_{m1}) [B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\tau'_i) + \Delta B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\Delta\tau'_i/2) + n_e C_{1m} + f(n^+, n_e, n_p, \tau_0)]. \quad (5)$$

При  $m = c$  для континуума имеем [3, 4]:

$$n_m \equiv n^+ n_e; \quad (6)$$

$$\lambda_{1c} = A_{c1} / \sum_{m=1}^5 A_{cm}; \quad (7)$$

$$L_{1c}^*(\tau'_i) = \frac{\int_{v_{1c}^0}^{\infty} \frac{\alpha_{1c}(v)}{\alpha_{1c}^*(v)} v^2 \exp\left[-\frac{\hbar(v - v_{1c}^0)}{kT_e}\right] E_2 |\alpha_{1c}(v) \alpha_{1c}^*(v) \tau'_i| dv}{\int_{v_{1c}^0}^{\infty} \alpha_{1c}(v) v^2 \exp\left[-\frac{\hbar(v - v_{1c}^0)}{kT_e}\right] dv}. \quad (8)$$

В формулах (2) — (8)  $n_e C_{1m}$ ,  $n_e C_{m1}$  — вероятности тепловых возбуждений и деактиваций [10];  $\alpha_{1m}(x)$  и  $\alpha_{1c}(v)$  — профили коэффициентов поглощения: дискретного в частоте  $1m$  (функция Фойгта) и непрерывного в частотах основного континуума ионизованного гелия [1];  $\alpha_{1m}^*(x)$  и  $\alpha_{1c}^*(v)$  — функции, учитывающие поглощающее действие в частотах  $1m$  и  $1c$  атомов водорода и нейтрального гелия;  $\beta_{i,i\pm 1}$  — фактор структурной неоднородности;  $B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\tau'_i)$  и  $\Delta B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\Delta\tau'_i/2)$  — соответственно вероятности возбуждения уровня  $m$  внешним излучением, проникающим на глубину  $\tau'_i$  без единого акта рассеяния с торцов протуберанца и в пространство между волокнами  $i$  и  $i \pm 1$ ;  $f(n^+, n_e, n_p, \tau_0)$  — функция, определяющая радиационный и тепловой вклад в возбуждение уровня  $m$  лежащих выше и ниже уровней и континуума (в этих переходах перенос излучения не рассматривается, и функция  $f(n^+, n_e, n_p, \tau_0)$  имеет достаточно простой вид). Забегая вперед отметим, что вклад лежащих ниже уровней очень мал вследствие их низкой степени возбуждения. Параметр  $\beta_{i,i\pm 1}$  и функции  $\alpha_{1m}^*(x)$ ,  $B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\tau'_i)$ ,  $\Delta B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\Delta\tau'_i/2)$  имеют вид [2 — 4, 11]:

$$\beta_{i,i\pm 1} = l^* / \sqrt{R^2 + l^{*2}}; \quad (9)$$

$$\alpha_{1m}^*(x) = 1 + \frac{n_1^H}{n_1^{He11}} \frac{\alpha_{1c}^H(v_{1m}^0)}{\alpha_{1m}(x)} \frac{k_{1c}^{0H}}{k_{1m}^0} + \frac{n_1^{He1}}{n_1^{He11}} \frac{\alpha_{1c}^{He1}(v_{1m}^0)}{\alpha_{1m}(x)} \frac{k_{1c}^{0He1}}{k_{1m}^0}; \quad (10)$$

$$B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\tau'_i) = \frac{2\pi k_{1m}^0}{h} W_{1m} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{1m}^{\circ}(x) \alpha_{1m}(x) [E_2 |\alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) \tau'_i| + E_2 |\alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) (\tau_0 - \tau'_i)|] \frac{\Delta v_D}{v_{1m}^0} dx; \quad (11)$$

$$\Delta B_{1m} \rho_{1m}^{*\circ}(\Delta\tau'_i/2) = 2\beta_{i,i\pm 1} \frac{2\pi k_{1m}^0}{h} W_{1m} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{1m}^{\circ}(x) \alpha_{1m}(x) E_2 |\alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) \times (\Delta\tau'_i/2)| \frac{\Delta v_D}{v_{1m}^0} dx. \quad (12)$$

При  $m \equiv c$  нужно заменить

$$\alpha_{1c}^H(v_{1m}^0) \equiv \alpha_{1c}^H(v); \quad \alpha_{1m}(x) \equiv \alpha_{1c}(v); \quad I_{1m}^\odot(x) \equiv I_{1c}^\odot(v); \quad \frac{\Delta v_D}{v_{1m}^0} dx \equiv \frac{dv}{v}. \quad (13)$$

В формулах (9) — (13)  $R$  — высота наблюдаемого разреза над уровнем фотосферы;  $l^*$  — расстояние между волокнами в структурно неоднородной модели;  $k_{1c}^H$ ,  $k_{1c}^{He I}$ ,  $k_{1m}^0$  — соответственно коэффициенты поглощения на пределе основных серий водорода ( $\lambda = 31.2$  нм), гелия ( $\lambda = 50.4$  нм) и в центре линии  $1m$ ;  $n_1^H$ ,  $n_1^{He I}$ ,  $n_1^{He II}$  — концентрация в волокне  $i$  атомов водорода, гелия и ионизованного гелия в основном состоянии;  $\alpha_{1c}^H(v)$  и  $\alpha_{1c}^{He I}(v)$  —

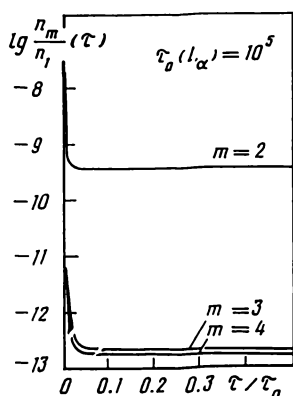


Рис. 3. Зависимость степени возбуждения второго, третьего и четвертого уровней иона гелия в модели с  $\tau_0(L_\alpha) = 10^5$  от глубины

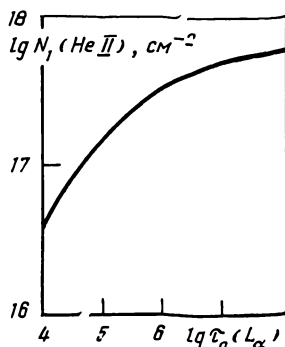


Рис. 4. Зависимость полного числа ионов гелия на луче зрения  $N(He II)$  от оптической толщины моделей  $\tau_0(L_\alpha)$

профили коэффициентов непрерывного поглощения в частотах лаймановских континуумов водорода и гелия [1];  $I_{1m}^\odot(x)$  и  $I_{1c}^\odot(v)$  — распределение энергии в солнечных линиях  $1m$  [8] и континууме  $1c$  ионизованного гелия [13];  $W_{1m}$  — фактор дилуции в частоте  $1m$  ( $W_{1m} = 0.5$ );  $E_2|\tau|$  — интегрально-показательная функция второго порядка.

При составлении уравнений стационарности в переходе 2—4 необходимо учитывать влияние водородного  $L_\alpha$ -излучения (внешнего солнечного и внутреннего диффузного). В этом переходе поглощаются частоты  $\lambda$  121.567 нм, отличающиеся от длины волны линии  $L_\alpha$  на 0.05 нм ( $\lambda(L_\alpha) = 121.517$  нм), т. е. энергия черпается из довольно далекого крыла водородной линий, интенсивности в котором невелики. Расчет показывает, что вклад перехода 2—4 в населенность четвертого уровня иона гелия пренебрежимо мал вследствие незначительной интенсивности излучения в этих частотах линии  $L_\alpha$  и в основном из-за малой населенности второго уровня. Поэтому на математической стороне вопроса учета солнечного и диффузного  $L_\alpha$ -излучения в возбуждении четвертого уровня иона гелия останавливаться не будем.

Уравнения стационарности уровней второго — пятого и континуума решались методом последовательных приближений при физических условиях, заданных моделями [2—4] и приведенных на рис. 2. В результате получены изменения с глубиной степени возбуждения и ионизации иона гелия в моделях с  $\tau_0(L_\alpha) = 10^4$ — $10^8$ , частично изображенные на рис. 3 (для модели с  $\tau_0(L_\alpha) = 10^5$ ). Функции  $\frac{n_4}{n_1}(\tau)$  использованы для вычисления полных по лучу зрения населенностей четвертого уровня  $N_4(He II)$ , а затем и интенсивностей линии  $He II$   $\lambda$  468.6 нм по

формулам

$$N_4(\text{He II}) = \int_0^D n_4(z) dz = \frac{1}{k_{14}^0} \int_0^{\tau_{14}^0} \frac{n_4}{n_1}(t) dt; \quad (14)$$

$$I_{34}(468.6) = (1/4\pi) N_4(\text{He II}) A_{43} h\nu_{34}^0. \quad (15)$$

Для сравнения с наблюдениями по данным моделей [2—4] получены также интенсивности линии нейтрального гелия He I  $\lambda$  471.3 нм. Вычисленная зависимость  $\lg I(468.6)$  от  $\lg I(471.3)$  показана на рис. 1 сплошной линией. Верхняя шкала рисунка дает оптические толщины моделей в частоте центра линии  $L_\alpha$  водорода.

Сравнение результатов расчетов и наблюдений свидетельствует о возможности холодного свечения линии He II  $\lambda$  468.6 нм только в слабых протуберанцах с  $\tau_0(L_\alpha) = 10^4 \div 10^5$  ( $I(471.3) \leq 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup>·с·ср)). Причем даже в таких протуберанцах не исключено присутствие горячей составляющей, так как наблюдаемые точки располагаются систематически выше расчетной кривой.

Анализ механизмов радиационного (холодного) свечения He II в слабых протуберанцах показал, что третий и четвертый уровни иона гелия возбуждаются в основном переходами с первого уровня под действием радиации, попадающей в пространство между волокнами. Меньшую роль играют рекомбинации и спонтанные переходы с верхних уровней. Вклад переходов с нижних уровней (кроме первого) пренебрежимо мал вследствие их малой населенности (так,  $n_2/n_1 \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ ).

В умеренно ярких и ярких протуберанцах, для которых наблюдаемые интенсивности линии He II  $\lambda$  468.6 нм значительно превышают расчетные, свечение ионизованного гелия может быть только горячим.

Причины различия механизмов свечения ионизованного гелия в спокойных протуберанцах разной яркости:

1. В слабых протуберанцах степень ионизации гелия  $n^+/n_1(\text{He I})$  достаточно высока. Она равна (и даже превышает) единице (рис. 2), что обеспечивает значительное число ионов гелия на луче зрения  $N(\text{He II})$  и обуславливает заметное свечение линии He II  $\lambda$  468.6 нм.

В ярких протуберанцах степень ионизации гелия резко падает с глубиной, так что число ионов гелия  $N(\text{He II})$  в них незначительно выше, чем в слабых протуберанцах. Зависимость  $N(\text{He II})$  от яркости протуберанцев (от их  $\tau_0(L_\alpha)$ ) изображена на рис. 4 и достаточно хорошо иллюстрирует высказанные выше соображения.

2. При относительно большом числе ионов гелия, т. е. в слабых протуберанцах, роль атомов водорода и нейтрального гелия в поглощении излучения, возбуждающего и ионизирующего He II, не очень заметна. Если же число ионов гелия сравнительно невелико, как в умеренно ярких и ярких протуберанцах, такое излучение в основном поглощается водородом и нейтральным гелием (в процессе ионизации). В результате на долю ионов гелия достается слишком мало квантов, которые не способны обеспечить сколько-нибудь значительное возбуждение He II.

3. Доля горячей составляющей вещества в слабых протуберанцах сравнительно невелика. Вклад ее в свечение He II  $\lambda$  468.6 нм не превышает 25%. В ярких протуберанцах свечение ионизованного гелия сосредоточено в основном в горячей составляющей, температура, плотность и протяженность которой могут быть весьма велики.

Горячая составляющая, вероятно, представлена не столько оболочкой вокруг протуберанца [7, 9], сколько веществом, заполняющим пространство между волокнами. Не исключено, что состояние этого вещества достаточно близко к корональному, и там могут светиться линии не только ионизованного гелия, но и высокоионизованных металлов, наблюдавшиеся на станции Skylab [7, 9].

1. Аллен К. У. Астрофизические величины.— М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Мороженко Н. Н. Спектральные свойства волокнистых физически неоднородных протуберанцев. III // Астрометрия и астрофизика.— 1983.— Вып. 48.— С. 16—25.
3. Мороженко Н. Н. Спектрофотометрические исследования спокойных солнечных протуберанцев.— Киев: Наук. думка, 1984.—161 с.
4. Мороженко Н. Н. Структура и состояние плазмы спокойных протуберанцев: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Киев, 1985.—36 с.
5. Hirayama T. Ionized helium in prominences and chromosphere // Solar Phys.— 1972.—24, N 2.— P. 310—323.
6. Hirayama T., Nakagomi Yo. Observations of prominences in He II with a new 25 cm coronagraph // Publ. Astron. Soc. Jap.— 1974.—26, N 1.— P. 53—56.
7. Kjeldseth Moe O., Cook J. W., Mango S. A. EUV observations of quiescent prominences from SKYLAB // Solar Phys.— 1979.—61, N 2.— P. 319—335.
8. Linsky J. K., Glackin D. L., Chapman R. D., Thomas R. J. The solar XUV spectrum of He II // Astrophys. J.— 1976.—203, N 1.— P. 509—521.
9. Mariska J. T., Doschek G. A., Feldman U. Extreme-ultraviolet limb spectra of a prominence observed from SKYLAB // Ibid.— 1979.—232, N 3.— P. 929—939.
10. Mihalas D., Stone M. E. Statistical equilibrium model atmospheres for early-type stars. III. // Ibid.— 1968.—151, N 1.— P. 293—315.
11. Morozhenko N. N. On the excitation of lower levels of singlet helium in quiescent prominences // Solar Phys.— 1984.—92, N 1.— P. 153—160.
12. Poletto G., Rigutti M. The spectra of some quiescent prominences observed during the total solar eclipse of 1962, Febru, 25 // Mem. Soc. Astron. Ital.— 1967.—38.— P. 479—486.
13. Smith E. W., Gottlieb D. M. Solar flux and its variations // Space Sci. Revs.— 1974.—16.— P. 771—802.
14. Streete J. L., MacQueen R. M., Tandberg-Hanssen E. Study of He I emission lines in the solar atmosphere. II. The infrared lines at 10830 and 20581Å // Astron. and Astrophys.— 1973.—28, N 1.— P. 125—130.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 16.12.85,  
после доработки 25.02.86

## Научные конференции

### КОЛЛОКВИУМ МАС № 95 «ВТОРАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО СЛАБЫМ ГОЛУБЫМ ЗВЕЗДАМ»

Коллоквиум состоится в Тусоне (США) 31 мая — 3 июня 1987 г. В научной программе: обзоры в целях поиска голубых звезд; звезды горизонтальной ветви; более проэволюционировавшие звезды.

### КОЛЛОКВИУМ МАС № 96 «ПРОБЛЕМА НЕСКОЛЬКИХ ТЕЛ»

Коллоквиум состоится в Турку (Финляндия) 14—19 июля 1987 г.

Научная программа: орбиты в проблеме  $N$  тел ( $4 \leq N \leq 10$ ); моделирование проблемы нескольких тел; качественные результаты проблемы нескольких тел; проблема возмущений в системе трех тел.