

ных слоях конденсации с температурой выше 3×10^6 °К,

— около длины волны 10 \AA поток образуется в части конденсации с температурой в $2\text{--}3 \times 10^6$ °К,

— для длин волн больше 15 \AA поток образуется главным образом в низкотемпературных областях конденсации с температурой в $1,5\text{--}2 \times 10^6$ °К.

Возвращаясь к полному потоку $F(\lambda)$, его вели-

сле прохождения через фильтры, использованные в наших наблюдениях. Пусть

$\tau_1(\lambda)$ — пропускная способность алюминиевого фильтра, [Al],

$\tau_2(\lambda)$ — пропускная способность бериллиевого фильтра [Be].

После перехода через фильтры поток $F(\lambda)$ будет:

$F(\lambda)\tau_1(\lambda)$ после Al

$F(\lambda)\tau_2(\lambda)$ после Be.

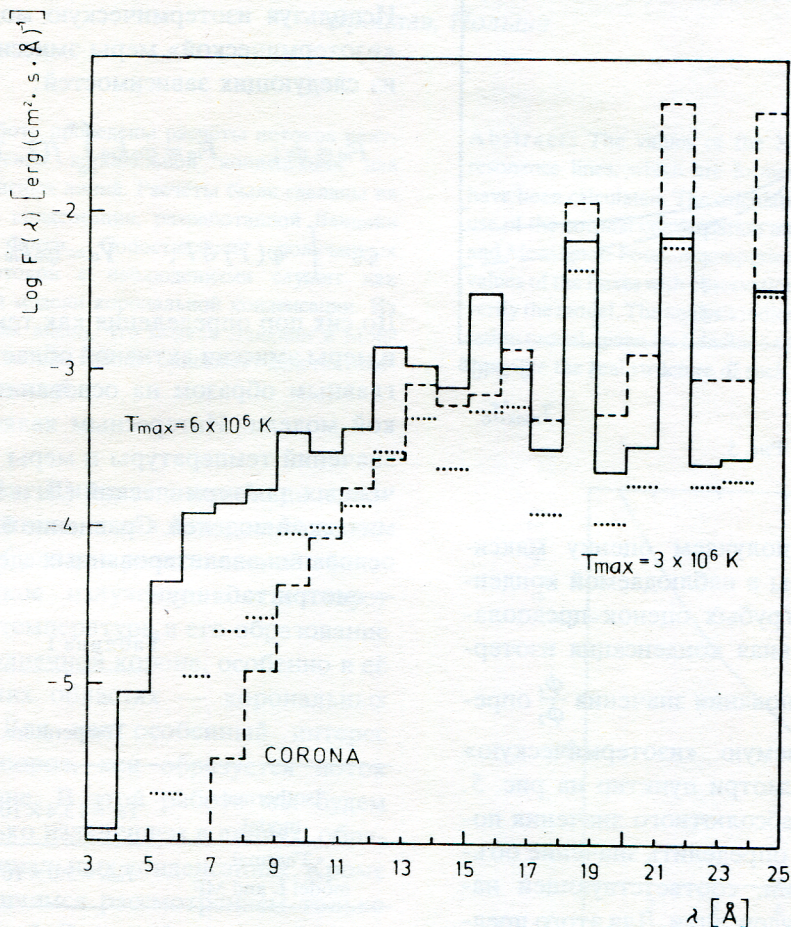


Рис. 4.

чины получаем, принимая разные значения максимальной температуры в модели. Результаты мы видим на рис. 4. На этом рисунке обозначены значения потока $F(\lambda)$ для максимальных температур 6 и 3×10^6 °К и поток излучения, соответствующий всей спокойной короне с температурой $1,5 \times 10^6$ °К и объёмной мерой эмиссии 10^{50} cm^{-3} . Из рисунка видно, что для длин волн меньше 10 \AA преобладающую роль в излучении Солнца играет излучение активных областей с температурой больше 2×10^6 °К, на что указывается также в других работах.

Теперь перейдём к рассмотрению потока по-

Соответствующие интегральные потоки будут:

$$F_1 = \int_0^{\infty} F(\lambda) \tau_1(\lambda) d\lambda,$$

$$F_2 = \int_0^{\infty} F(\lambda) \tau_2(\lambda) d\lambda.$$

Эти величины можно сравнивать соответственно с наблюдаемыми потоками ϕ_1 и ϕ_2 .

Сначала сравним отношение $\frac{F_1}{F_2}$ с отношением $\frac{\phi_1}{\phi_2}$. Оказывается, что можно так подобрать величину T_{max} , от которой зависит соотно-