

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ

ИОНОСФЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

сборник статей

№ 20

отдельный оттиск

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1972

К. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич, В. А. Рудаков, Н. М. Шютте

РЕЗУЛЬТАТЫ ОДНОВРЕМЕННЫХ РАКЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ

Статья посвящена сопоставлению результатов одновременных измерений электронной концентрации как при помощи дисперсионного интерферометра [1], так и зондовыми методами, обсуждению результатов по электронной температуре [2] и изучению поглощения ультрафиолетового излучения Солнца при помощи анализатора фотоэлектронов [3], проведенных осенью 1965 г.

На рис. 1 показаны зависимости электронной концентрации от высоты, полученные 20 сентября 1965 г. как методом дисперсионного интерферометра (кривая *a*), так и зондовым методом (кривая *b*). Поскольку значения электронной концентрации n_e , полученные зондовыми методами, оказались по абсолютной величине на $\sim 40\%$ меньше значений n_e , найденных при помощи дисперсионного интерферометра [2], то при построении кривой *b* значения n_e были нормированы по значениям n_e в максимуме кривой *a*. Из рисунка видно, что полученные различными методами высотные распределения электронной концентрации имеют аналогичный характер.

На рис. 2 приведены высотные распределения электронной температуры T_e , полученные по данным зондовых измерений [2, 3], и температуры нейтральных частиц T_g , полученные по результатам измерения поглощения ультрафиолетового излучения Солнца [4]. Видно, что в указанном интервале высот температурное равновесие отсутствует, так как электронная температура примерно вдвое превышает температуру нейтрального газа.

По результатам измерений поглощения коротковолнового солнечного излучения и по вычисленным из этих измерений значениям концентрации нейтральных частиц n была найдена скорость ионообразования q . Кривая относительных значений $q(h)$ для 20 сентября показана на рис. 3. Тут же приведена кривая относительных значений n_e , нормированных, как и значения q , к максимальному значению. Из рисунка видно, что максимум n_e лежит на 25 км выше максимума q . Спад кривой $n_e(h)$ над главным максимумом ионизации происходит медленнее, чем спад кривой $q(h)$. Заметим, что на положение главного максимума кривой q неучтенное излучение в области $\lambda < 650 \text{ \AA}$ сказывается мало [4]. Однако спад кривой $q(h)$ выше максимума, вероятно, был бы менее резким, если бы поглощение этой спектральной области было учтено. То, что $n_{e\text{max}}$ расположен выше q_{max} , свидетельствует об уменьшении эффективного коэффициента рекомбинации с высотой. Если считать, что для высот 200—300 км $\alpha_{\text{эфф}} \simeq q/n_e$, то из разницы высот, соответствующих $n_{e\text{max}}$ и q_{max} , следует, что в этой области эффективный коэффициент рекомбинации уменьшается примерно вдвое. Этот вывод об уменьшении эффективного коэффициента рекомбинации на этих высотах согласуется с видом высотной зависимости $T_e(h)$, так как увеличение электронной температуры (см. рис. 2) должно,

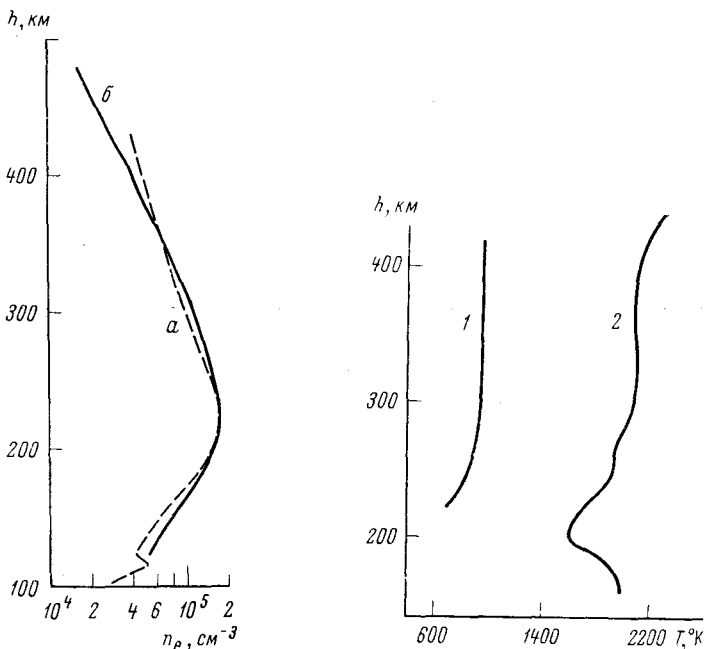


Рис. 1. Высотное распределение электронной концентрации, полученной методом дисперсионного интерферометра (кривая *a*) и зондовым методом (кривая *б*)

Рис. 2. Высотные зависимости температур нейтральных частиц T_g (кривая 1) и электронов T_e (кривая 2), полученные 20 сентября 1965 г.

по-видимому, сопровождается уменьшением эффективного коэффициента рекомбинации [5].

Вблизи 130 км кривая $q(h)$ имеет второй максимум. На кривой $n_e(h)$ второй максимум наблюдается тоже, но на высоте ~ 115 км. По-видимому, это несовпадение вызвано ростом эффективного коэффициента рекомбинации с высотой в этой области высот. Расхождения вторых максимумов этих

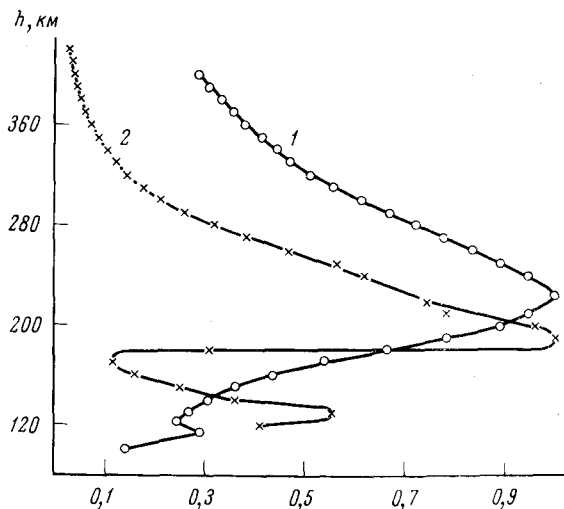


Рис. 3. Относительные значения электронной концентрации $n_e/n_{e\max}$ (кривая 1) и скорости ионизации q/q_{\max} (кривая 2)

Эксперимент 20 сентября 1965 г.; $n_{e\max} = 1,8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; $q_{\max} = 500 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$

кривых на малых высотах не могло быть вызвано тем, что излучение с $\lambda < 650 \text{ \AA}$ не учитывалось, так как согласно расчетным данным [6] излучение с $\lambda < 650 \text{ \AA}$ должно было бы лишь увеличить высоту расположения второго максимума на кривой $q(h)$, т. е. увеличить расхождение высот $n_{e\max}$ и q_{\max} . Из наблюдаемого соотношения между этими высотами, учитывая, что $\alpha_{\text{эфф}} \simeq q/n_e^2$, следует, что в районе 100—140 км эффективный коэффициент рекомбинации увеличивается примерно в 2 раза. Таким образом, в районе 140—200 км в высотном ходе эффективного коэффициента рекомбинации наблюдается излом, который можно было ожидать на основании теоретических соображений [7]. Детальное изменение эффективного коэффициента в области высот 100—200 км не могло быть надежно определено в связи с тем, что истинные значения q на этих высотах не известны. Оценка значений эффективного коэффициента рекомбинации в диапазоне высот 100—200 км, исходя из уравнения баланса ионизации для этих высот

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha_{\text{эфф}} n_e^2, \quad (1)$$

показала, что $\alpha_{\text{эфф}}$ меняется от $6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ до $2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ соответственно. При этих оценках значения dn_e/dt и n_e^2 брались по экспериментальным данным, полученным за время полета при подъеме и спуске ракеты [1].

Для высот 200—400 км было также произведено вычисление эффективного коэффициента рекомбинации. При этом в уравнении баланса ионизации для этих высот

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \beta_{\text{эфф}} n_e - \text{div}(n_e \bar{v}) \quad (2)$$

член dn_e/dt был приравнен нулю, так как в пределах точности определения электронной концентрации в нашем эксперименте разность значений n_e при подъеме и спуске ракеты на одинаковых высотах в интервале 200—400 км практически была равна нулю [1]. На рис. 4 показаны значения $\beta_{\text{эфф}}$, вычисленные в предположении, что $\text{div}(n_e \bar{v})$ равна нулю (кривая 1). Кроме того, были вычислены значения $\beta_{\text{эфф}}$ в предположениях, что член $\text{div}(n_e \bar{v})$ определяется только вертикальной диффузией согласно выражению

$$\text{div}(n_e \bar{v}) = \frac{d(n_e \bar{v})}{dh} = \frac{2kTg}{mnv} \sin^2 I \left(\frac{d^2 n_e}{dh^2} + \frac{3}{2H} \frac{dn_e}{dh} + \frac{n_e}{2H^2} \right), \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана; \bar{m} — средняя масса; H — высота однородной атмосферы; ν — частота соударений; I — магнитное наклонение. Это уравнение диффузии справедливо до высот ~ 400 км (кривая 2). Кривая 3 на этом рисунке соответствует значениям эффективного коэффициента рекомбинации, вычисленным согласно выражению [5]

$$\beta_{\text{эфф}} = 6,8 \cdot 10^{-4} \exp\left(\frac{300-h}{103}\right). \quad (4)$$

На больших высотах полученные экспериментальные значения коэффициента рекомбинации хорошо совпадают с теоретическими. Ниже 300 км они начинают значительно расходиться. Эта разница может быть вызвана неучтенным при расчете членом движения в уравнении баланса ионизации. Наибольшая разница между теоретической и экспериментальной кривыми наблюдается на высотах ~ 230 км, т. е. вблизи максимума электронной концентрации, что позволяет считать, что именно здесь в уравнении баланса ионизации наиболее заметно влияние члена движения заряженных частиц. По разнице теоретических и экспериментальных кривых был оценен

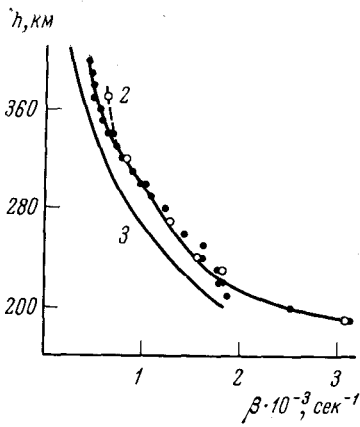


Рис. 4. Высотный ход эффективного коэффициента рекомбинации

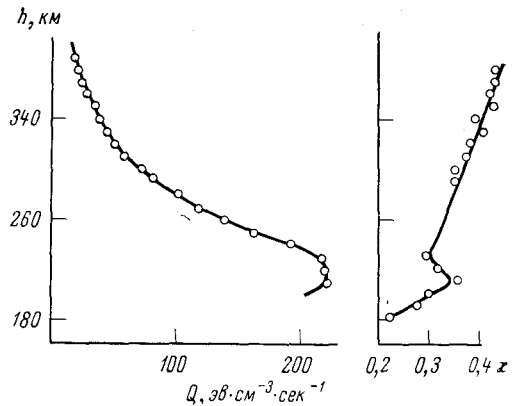


Рис. 5. Высотные зависимости притока тепла Q и доли кинетической энергии фотоэлектронов χ , идущей на нагрев электронного газа выше 200 км

вклад члена движения в уравнении баланса ионизации: для $h = 400$ км $\text{div}(n_e \bar{v}) \sim 10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$; для $h = 200$ км $\text{div}(n_e \bar{v}) \sim 10^2 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$.

По экспериментальным значениям электронной концентрации n_e , температуры T_e и вычисленным значениям температуры нейтрального газа была произведена оценка притока тепла Q и на высотах больше 200 км (рис. 5). Вычисления производились по выражению, в котором учитываются только упругие соударения с ионами атомарного кислорода [8]:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e^{3/2}} \simeq 2,1 \cdot 10^6 \frac{Q}{n_e^2}. \quad (5)$$

Отметим, что в формуле (5) вместо значений температуры нейтральных частиц (T_g) нужно подставлять значения температуры ионов (T_i). Поскольку T_i нами не определялось и $T_i \geq T_g$, то значения Q на рис. 5 могут быть только несколько завышены. Тепловой поток, обусловивший наблюдаемую разность температур, на высоте 200 км оказался, как видно из рис. 5, равным примерно $200 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, а на высоте 400 км — $10 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Характер высотной зависимости $Q(h)$ совпадает с другими экспериментальными данными, например с данными Эванса [9]. Абсолютные значения Q у нас несколько ниже, чем в работе [9]. Это вызвано высокими значениями T_e , обусловленными, по-видимому, временем проведения эксперимента [2, 3].

Как было показано в работе [4], на высотах 200—400 км поглощается в основном излучение в области 700—910 Å, для которого средняя энергия фотона $\sim 15,5$ эв. Поскольку на этих высотах основной составляющей атмосферы является атомарный кислород, потенциал ионизации которого $\sim 13,6$ эв, то средняя энергия образуемых фотоэлектронов на этих высотах оказывается порядка 2 эв [10]. Вычислив на основании этих данных полный поток энергии фотоэлектронов, можно было оценить и долю кинетической энергии фотоэлектронов χ , идущую на нагрев электронного газа на этих высотах (см. рис. 5).

Таким образом, проведенные в 1965 г. ракетные эксперименты позволили получить высотные распределения основных параметров ионосферы $n_e(h)$, $T_e(h)$, потоков солнечного ультрафиолетового излучения и его поглощения в атмосфере. Сопоставления полученных данных позволили оценить значения эффективного коэффициента рекомбинации, тепловой поток, обусловивший разность температур электронного и нейтрального газов, и другие параметры.

ABSTRACT

The paper presents the comparison of simultaneous rocket measurements of the concentration and temperature of electrons and absorption of the ultraviolet emission of the Sun, which allowed to evaluate an effective coefficient of the recombination $\alpha_{\text{эфф}}$, the heat flux Q , which caused the difference in temperature of the electron and neutral gases, the term of the movement in the equation of the ionization balance, the part of the kinetic energy of the photoelectrons, which is spent on the heating of the electron gas on heights 200—400 km. The effective recombination coefficient on heights 100—200 km was equal to $(6 \div 2) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ correspondingly. The heat flow Q on the height of 200 km is of the order of $200 \text{ ev} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$, while on the height 400 km it is $10 \text{ ev} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Рудаков, И. А. Кнорин. Наст. сборник, стр. 34.
2. Г. Л. Гдалевич, В. Ф. Губский. Наст. сборник, стр. 30.
3. Г. Л. Гдалевич, В. Ф. Губский, И. Д. Дмитриева. Космические исследования, 5, вып. 3, 1967.
4. Н. М. Шютте. Наст. сборник, стр. 36.
5. А. Д. Данилов, Г. С. Иванов-Холодный. УФН, 85, № 2, 259, 1965.
6. K. Watanabe, H. E. Hinteregger. J. Geophys. Res., 67, 999, 1962.
7. Г. С. Иванов-Холодный. ДАН СССР, 170, 831, 1966.
8. W. V. Hanson. Space Res., III, 282, 1963.
9. J. V. Evans, M. Loewenthal. Planet and Space Sci., 12, 915, 1964.
10. T. Tohmatsu, T. Ogawa, H. Tsuruta. Rept. Ionosph. Space Res. Japan, 19, 482, 1965.

Примечание при корректуре. С момента представления данной работы к публикации вопросы об эффективном коэффициенте рекомбинации и притоке тепла к электронному газу по данным этих экспериментов были более подробно рассмотрены в работах: N. M. Shutte, I. A. Knorin. Space Res., IX, 274, 1969; Г. Л. Гдалевич, Н. М. Шютте. Геомагнетизм и аэрномия, 12, 534, 1972.