

*Б. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич*

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОДНОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ИОНОСФЕРНЫХ СТАНЦИЙ И РАКЕТ

В основе всех методов получения распределения концентрации электронов по высоте из высотно-частотных (в.-ч.) характеристик лежит интегральное уравнение

$$H_d = \int_0^H \frac{dh}{n}, \quad (1)$$

где  $H_d$  — «действующая» высота отражения,  $H$  — истинная высота отражения,  $n$  — показатель преломления для радиоволн с частотой  $\omega$ .

Имеются две основные группы методов нахождения  $n_e(h)$  — высотного распределения концентрации электронов  $n_e$  по в.-ч. характеристикам: методы, называемые «методами сравнения» (или подбора), и методы, основанные на решении интегрального уравнения.

При использовании методов сравнения задаются рядом законов  $n_e(h)$ , выражаемых аналитически. При подстановке каждого такого распределения  $n_e(h)$  в (1) задача сводится к взятию интеграла. Экспериментальная в.-ч. характеристика сравнивается с полученным в результате интегрирования семейством в.-ч. характеристик, из которого выбирается характеристика, наиболее близкая к экспериментальной. Закон распределения  $n_e(h)$ , использованный при вычислении этой характеристики, наиболее близкой к экспериментальной, и принимается за истинный.

Вторая группа методов связана с «точным» решением интегрального уравнения (1). При этом решение будет однозначным только в том случае, если распределение  $n_e(h)$  будет монотонной функцией. По существу монотонность  $n_e(h)$  столь же необходима и для возможности использования методов сравнения (для однозначности решения).

Так как до начала ракетных исследований ионосферы преобладали представления о слоистом строении ее (т. е. о существенно немонотонном характере высотного распределения  $n_e$ ), то, по-видимому, по этой причине методы решения интегрального уравнения в то время не получили распространения, несмотря на то, что были известны еще в 1937 г. [1]. Использование этих методов было также практически затруднено отсутствием в то время электронных счетных машин, необходимых для проведения расчетов, которые весьма трудоемки.

После того как ракетные исследования ионосферы показали, что отступления функции  $n_e(h)$  от монотонности в действительности незначительны, интерес к этим методам повысился и они начали применяться более широко [2—5].

Следует, однако, отметить, что до настоящего времени нам известна лишь одна работа [2], в которой проводится сопоставление результатов определения  $n_e(h)$  методом интегрального уравнения по экспериментальной в.-ч. характеристике с распределением  $n_e(h)$  до высоты 200 км, полученным одновременно с помощью ракет.

Между тем очевидно, что для окончательной оценки применимости и точности определения  $n_e(h)$  по в.-ч. характеристикам нужны подобные сопоставления, проведенные неоднократно и желательнее до высоты главного максимума ионизации в ионосфере. В данной статье делается попытка частично восполнить имеющийся пробел.

### 1. Вычисление высотно-частотных характеристик на основе распределений $n_e(h)$ , полученных с помощью ракет

На рис. 1 приведены результаты ракетных измерений  $n_e(h)$ , проведенных в утреннее и дневное время [6]. Как видно из рис. 1, части кривых

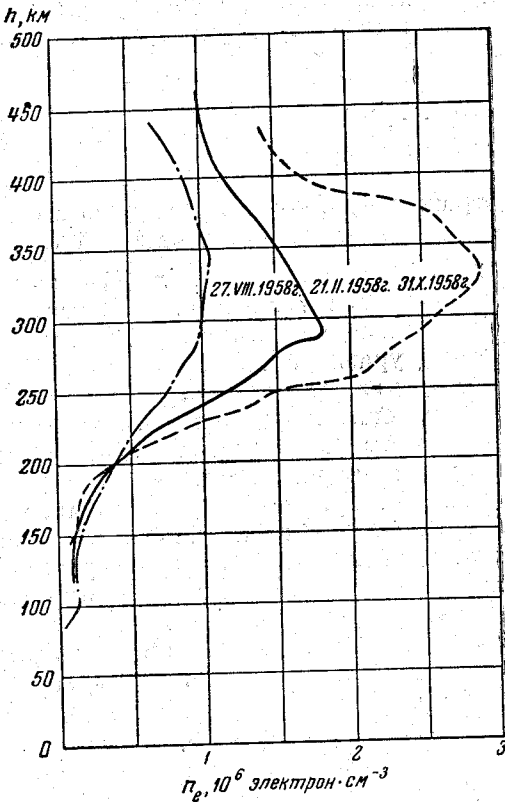


Рис. 1

Разбивая кривую распределения электронной концентрации, полученную с помощью ракетных измерений, на ряд участков, на каждом из которых  $n_e(h)$  можно считать линейной функцией  $h$ , и подставив в (1)  $n$  как функцию  $h$  в виде (2), можно взять интеграл (1) и легко получить (при данной частоте) для «действующей» толщины  $i$ -го участка:

$$N_{дi} = \frac{2H_i}{x_i - x_{i-1}} (\sqrt{1 - x_{i-1}} - \sqrt{1 - x_i}), \quad (3)$$

$n_e(h)$ , расположенные ниже главного максимума ионизации, имеют лишь незначительные отступления от монотонности (в виде небольших максимумов). Можно, однако, показать, что при таких высотных распределениях  $n_e(h)$  на в.-ч. характеристиках, получаемых ионосферными станциями, должны наблюдаться разрывы по высоте, достигающие примерно 100 км. (Существование таких разрывов способствовало в свое время формированию представления о «слоистой» ионосфере.) В целях упрощения расчета покажем это для случая, когда не учитывается зависимость показателя преломления  $n$  от магнитного поля и от частоты соударений электронов, т. е. выражение для  $n$  возьмем в виде

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 n_e(h)}{m\omega^2}}. \quad (2)$$

Здесь  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $\omega$  — частота радиоволны, а  $n_e(h)$  — электронная концентрация на высоте  $h$ .

где  $H_i$  — истинная высота  $i$ -го участка,  $x_i = \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} n_i(h)$ ,  $x_{i-1} = \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} n_{i-1}$ ,  $n_{i-1}$ ,  $n_i$  — концентрация в начале и конце участка соответственно.

Вычисление «действующей» высоты для частоты  $\omega$  производим следующим образом. Кривая распределения электронной концентрации разбивается на ряд участков до критической концентрации  $n_k$ , при которой

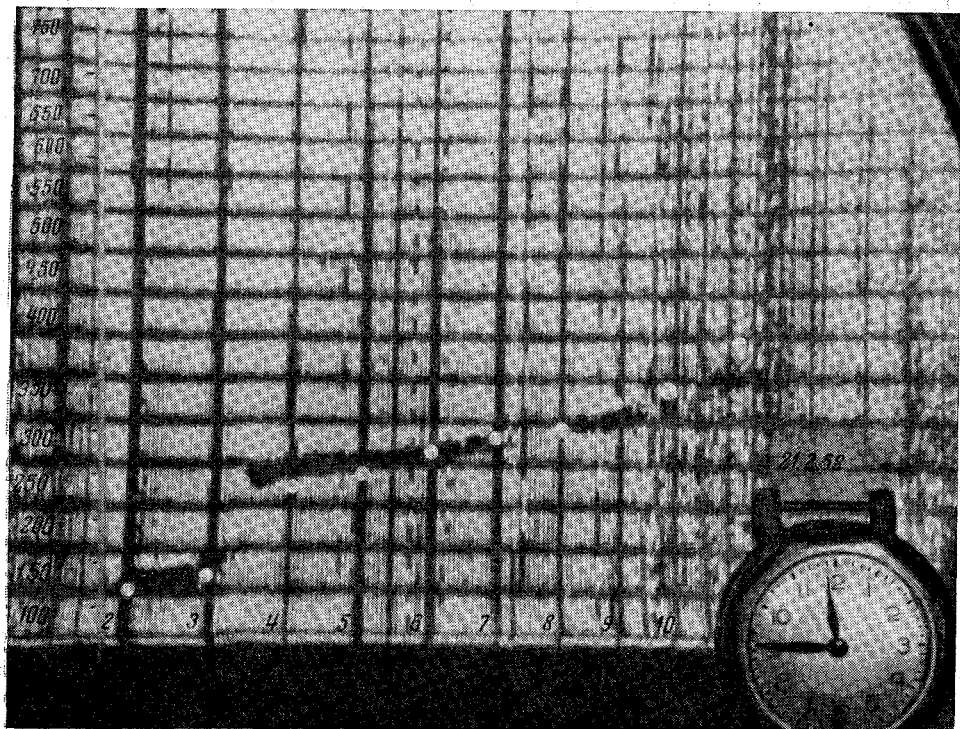


Рис. 2

происходит отражение радиоволн частоты  $\omega$ . На каждом из участков «действующая» толщина определяется выражением (3). Тогда «действующая» высота для данной частоты определится выражением

$$H_d = h_0 + \sum_i \frac{2H_i}{x_i - x_{i-1}} (\sqrt{1 - x_{i-1}} - \sqrt{1 - x_i}), \quad (4)$$

где  $h_0$  — высота нижней границы ионосферы.

В случае, когда на  $i$ -м участке электронная концентрация постоянна, получаем прямо из (1)

$$H_{di} = \frac{H_i}{\sqrt{1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} n_e}}. \quad (5)$$

Таким образом вычислялись значения «действующих» высот для ряда частот. Совокупность этих значений позволяла построить для каждого из распределений  $n_e(h)$ , приведенных на рис. 1, соответствующую в.-ч. характеристику.

Для того чтобы сопоставить рассчитанные таким образом в.-ч. характеристики с реальными характеристиками, полученными на ионосферной

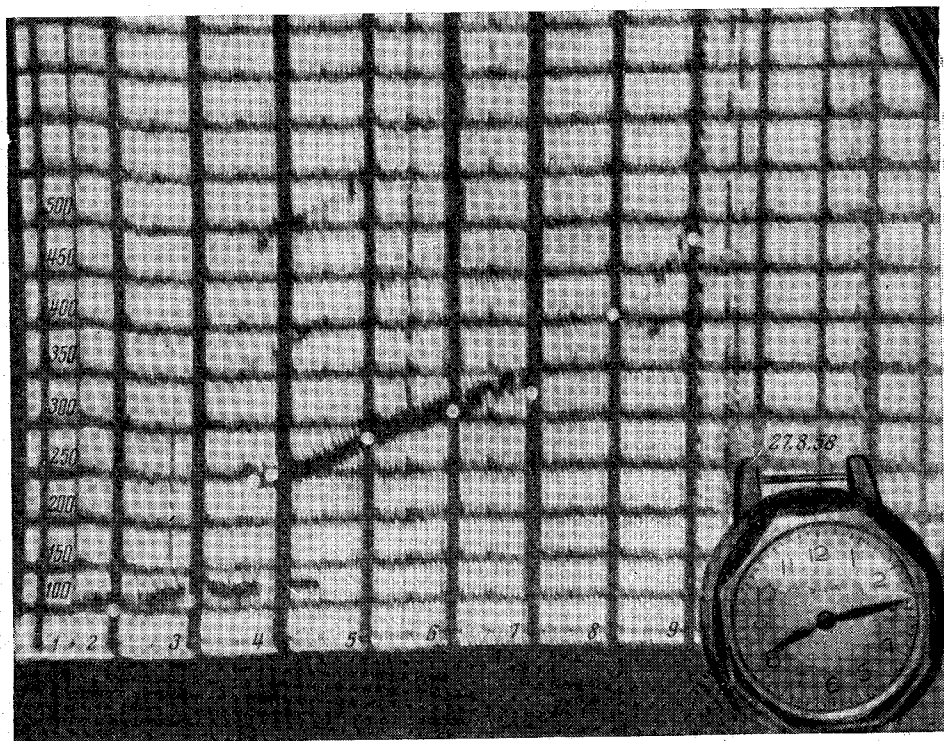


Рис. 3

станции, расположенной в районе старта ракет во время полета последних, ряд точек расчетных в.-ч. характеристик был нанесен на фотографии экспериментальных в.-ч. характеристик (рис. 2, 3, 4). На фотографиях отчетливо видно, что расчетные характеристики близки к реальным и, в частности, имеют такие же разрывы по высоте.

Следует отметить, что на экспериментальной в.-ч. характеристике, полученной 27.VIII 1958 г., имеется разрыв в районе частоты  $f = 3 \text{ МГц}$ , соответствующий так называемому слою  $E_2$ . Этот разрыв отсутствует на расчетной в.-ч. характеристике, что, по-видимому, объясняется тем, что кривые  $n_e(h)$ , использованные при расчетах, сглажены в пределах 5% [6].

Близость в.-ч. характеристик, полученных по ракетным измерениям распределения концентрации электронов, к в.-ч. характеристикам, полученным методом зондирования с Земли, подтверждает достоверность ракетных измерений и правильность выводов о том, что область ионосферы на высотах 100—300 км представляет среду с почти монотонным ростом концентрации электронов без разделения на отдельные слои.

Это оправдывает предположение о наличии одного (главного) максимума  $n_e$ , делающегося при вычислении распределения концентрации электронов на основе в.-ч. характеристик.

## 2. Сравнение распределений $n_e(h)$ , вычисленных на основе высотно-частотных характеристик, с полученными с помощью дисперсионного интерферометра

Расчет высотного распределения электронов по в.-ч. характеристикам проводился методом решения интегрального уравнения с помощью коэффициентов Шинна — Келсо, учитывающих влияние земного магнитного

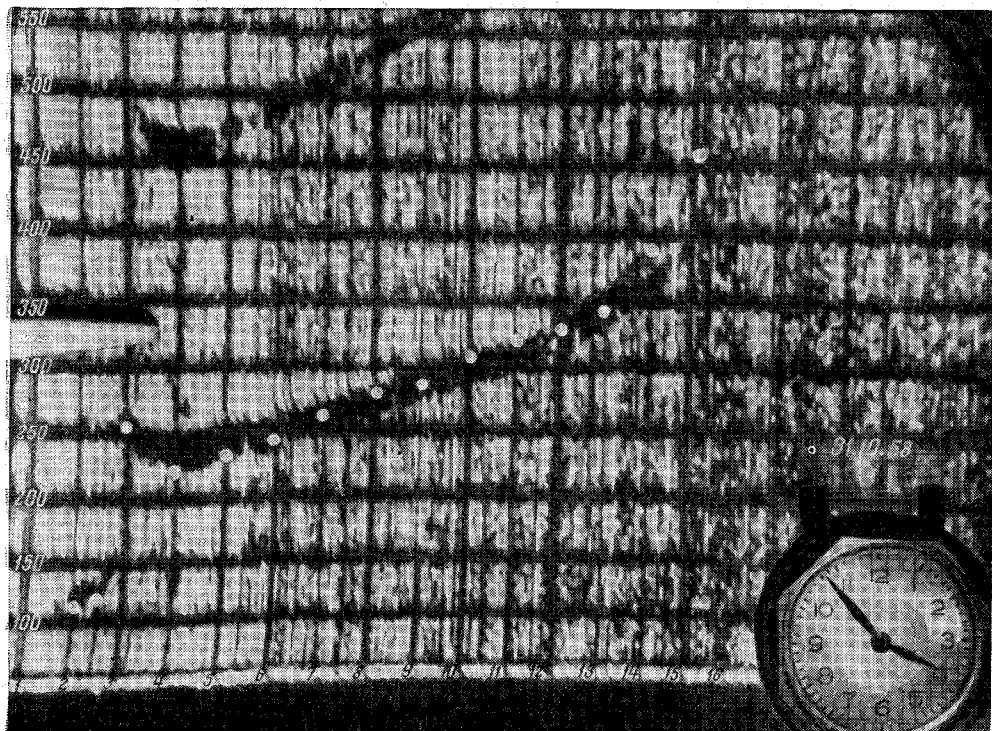


Рис. 4

поля. Используя этот метод при решении (1),  $H_{\text{д}}$  считают заданной функцией частоты  $H_{\text{д}} = F(f)$ , определяемой ионосферной в.-ч. характеристикой.

Если влиянием магнитного поля Земли и соударениями электронов с нейтральными частицами пренебречь, то (1) приводится к интегральному уравнению Абеля, которое имеет решение (см. [7]):

$$H_{f_0} = \frac{2}{\pi} \int_0^{f_0} \frac{H_{\text{д}}(f) df}{\sqrt{f_0^2 - f^2}}, \quad (6)$$

где

$$f_0^2 = \frac{e^2 n_e}{\pi m}, \quad f^2 = \frac{\omega^2}{4\pi^2}.$$

Практическое пользование формулой (6) затруднено тем, что входящий в нее интеграл несобственный. Чтобы сделать возможным вычисление интеграла, вводят новую переменную  $\theta = \arcsin \frac{f}{f_0}$ . Тогда (6) принимает вид

$$H(f_0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} H_{\text{д}}(f_0 \sin \theta) d\theta. \quad (7)$$

Интегрирование (7) проводится численно, разделением кривой  $H_{\text{д}}(f_0 \sin \theta)$  на серию ступеней равной ширины по  $\theta$  [8]. При этом величины  $f/f_0$ , определяющие выбранные ступени, называются коэффициентами Келсо.

Для того чтобы учесть влияние магнитного поля, Шинн ввел модифицированные коэффициенты [9], называемые коэффициентами Шинна — Келсо. При использовании коэффициентов Шинна — Келсо истинная высота, соответствующая  $f_0$ , дается соотношением

$$H(f_0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_{\text{д}}(f_i), \quad (8)$$

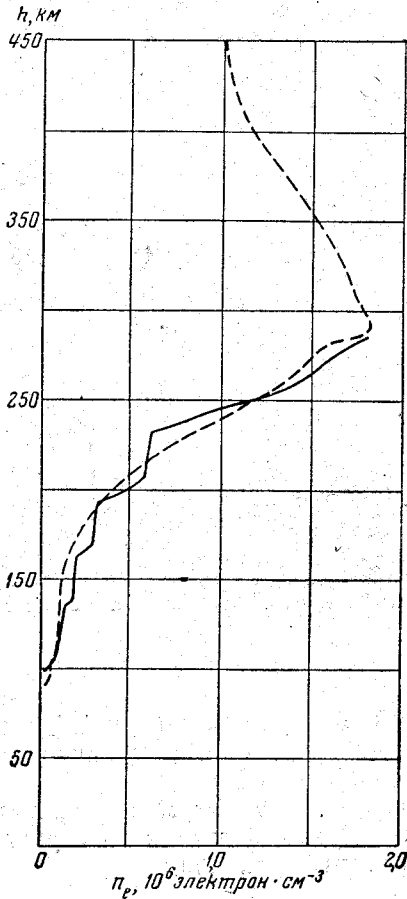


Рис. 5

Расхождения между рассчитанной и экспериментальной кривыми распределения могут объясняться следующими причинами.

1. Использованием малого числа (пяти) коэффициентов.
2. Неточностью отсчета «действующих» высот и частот по в.-ч. характеристике, а также аппаратными погрешностями и расширением сигналов при их отражении.
3. Отсутствием в диапазоне использованной ионосферной станции частот ниже  $1,5 \text{ МГц}$  (вследствие чего запаздывание в самых нижних слоях не учитывается).
4. Наличием нескольких мелких отступлений от монотонности хода концентрации между слоями  $E$  и  $F$ .

где  $N$  — число ступеней, а  $f_i$  определяются коэффициентами Шинна — Келсо.

Учитывая, что угол наклона и величина напряженности магнитного поля в районе запуска ракет Академии наук СССР близки к соответствующим величинам в месте расположения английской станции Слоу, мы использовали при расчете коэффициенты Шинна — Келсо для пяти точек, приведенные в [4]\*. Расчет проводился с интервалом  $0,2 \text{ МГц}$  по формуле

$$h(f_k) = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 h'(f_i),$$

где  $h(f_k)$  — истинная высота отражения для частоты  $f_k$ , на которой концентрация электронов  $n_e$  (электрон·см<sup>-3</sup>) =  $1,24 \cdot 10^{-4} f_k (\text{МГц})$ ,  $h'(f_i)$  — «действующая» высота для частоты  $f_i$ , которую находят из  $f_k$  с помощью коэффициентов Шинна — Келсо.

Результаты расчетов приводятся на рис. 5, 6, 7, на которых пунктиром нанесены распределения концентрации электронов, полученные с помощью ракетных измерений [6]. На рис. 5, 6, 7 видно, что соответствие получается довольно хорошим.

\* Уже после проведения расчетов была опубликована работа [10], в которой приводятся коэффициенты (с учетом магнитного поля) для нахождения по в.-ч. характеристикам распределений концентраций. Коэффициенты даны для всех станций с углом магнитного наклона не больше  $80^\circ$ .

5. Усреднением (в пределах 5%) полученной с помощью дисперсионного интерферометра кривой распределения.

Не анализируя отдельно ошибки, возникающие вследствие каждой из этих причин, можно оценить величину ошибки на основе сопоставления

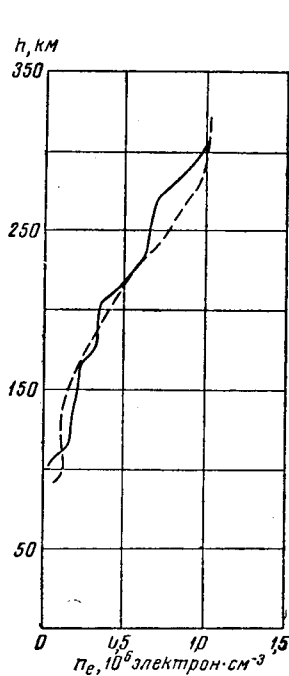


Рис. 6

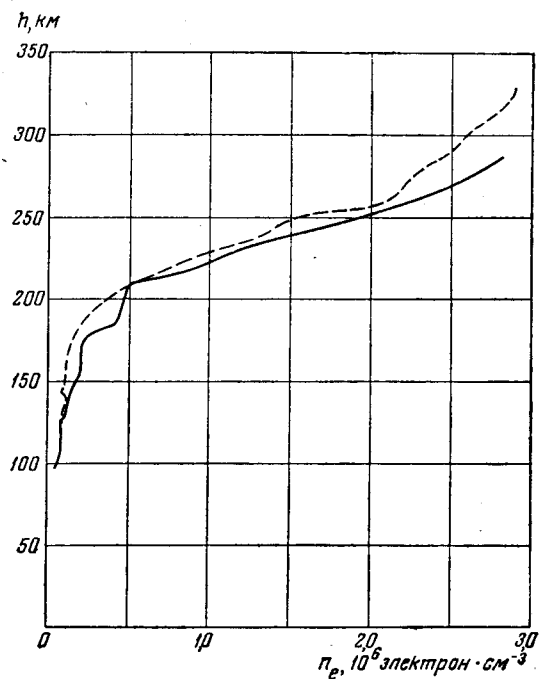


Рис. 7

результатов. Максимальное расхождение при использовании пяти коэффициентов не превышает 15%.

Следует отметить, что во всех случаях, в которых проводилось сопоставление, отсутствовал спорадический слой  $E_s$ . Если такой слой присутствует, то ошибки при расчете распределения  $n_e(h)$  по в.-ч. характеристикам могут быть большими.

Проведенное рассмотрение показывает, что получение распределений электронов по высоте до высоты максимума слоя  $F_2$  из в.-ч. характеристик возможно с относительно небольшими погрешностями с помощью коэффициентов Шинна — Келсо.

Поэтому желательно, чтобы хотя бы небольшая часть результатов наблюдений сети ионосферных станций выдавалась в виде распределений  $n_e(h)$ . Это позволит накопить данные по вариациям  $n_e(h)$  со временем суток и года и будет способствовать выяснению ряда вопросов физики ионосферы.

Авторы благодарят М. Л. Левина и Б. С. Шапиро за полезные замечания.

Дата поступления  
февраль 1962 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. H. Murray, J. B. Hoag. Phys. Rev., 51, 333, 1937.
  2. J. E. Jackson. J. Geophys. Res., 61, 101, 1956.
  3. G. A. M. King. J. Atmosph. Terr. Phys., 11, 209, 1957.
  4. J. O. Thomas. Proc. IRE, 47, 162, 1959.
  5. Б. С. Шапиро. Сб. «Исследования ионосферы», № 5. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 93.
  6. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 6. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 48.
  7. М. П. Долуханов. Распространение радиоволн. М., Связьиздат, 1952.
  8. J. M. Kelso. J. Geophys. Res., 57, 357, 1952.
  9. D. H. Shinn. J. Geophys. Res., 58, 416, 1953.
  10. E. R. Shmerling, C. A. Ventrice. J. Atmosph. Terr. Phys., 14, 249, 1959.
-