

**ОЦЕНКА СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПОТОКА АВРОРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО ИЗМЕРЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИИ $\lambda 427.8$ НМ****ESTIMATING THE AVERAGE ENERGY OF AURORAL ELECTRONS
FROM 427.8 nm EMISSION INTENSITY MEASUREMENTS****Ж.В. Дашкевич***Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, zhanna@pgia.ru***В.Е. Иванов***Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, ivanov@pgia.ru***Zh.V. Dashkevich***Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, zhanna@pgia.ru***V.E. Ivanov***Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, ivanov@pgia.ru*

Аннотация. Предложена методика оценки средней энергии потока высыпающихся электронов по измерению интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм. В основу методики положены экспериментальная зависимость отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм и результаты модельных расчетов зависимости средней энергии потока авроральных электронов от $I_{630.0}/I_{427.8}$. Приведены численные оценки влияния на данную зависимость трех факторов: формы энергетического спектра авроральных электронов, содержания атомарного кислорода нейтральной атмосферы и концентрации окиси азота NO. Рассчитана зависимость средней энергии потока авроральных электронов от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм, и представлена ее аналитическая аппроксимация.

Ключевые слова: полярные сияния, диагностика, средняя энергия, электронные высыпания, интенсивность эмиссии, 427.8 нм, 630.0 нм.

Abstract. We propose a method for estimating average energy of precipitating electrons from 427.8 nm emission intensity measurements. This method is based on the experimental dependence of the ratio of $\lambda 630.0$ and $\lambda 427.8$ nm emission intensities on the $\lambda 427.8$ emission intensity and model calculations of the dependence of the average auroral electron energy on the $I_{630.0}/I_{427.8}$ ratio. We present numerical estimates of the influence of three factors on this dependence: the shape of the auroral electron energy spectrum, the atomic oxygen concentration, and the NO concentration. The dependence of the average energy of the auroral electron flux on the 427.8 nm emission intensity is obtained and its analytical approximation is presented.

Keywords: auroras, diagnostics, average energy, electron precipitation, emission intensity, 427.8 nm, 630.0 nm.

ВВЕДЕНИЕ

Оценка параметров потока авроральных электронов по данным спектрофотометрических наблюдений является одной из актуальных задач в области диагностики состояния ионосферной плазмы в полярных сияниях. Традиционный подход основывается на исследовании зависимости отношения интенсивностей двух эмиссий от средней энергии потока авроральных электронов $E_{\text{ср}}$, при этом выбранные эмиссии должны характеризоваться разной степенью дезактивации с увеличением глубины проникновения электронов в атмосферу. При использовании данных наземных наблюдений обычно рассматривается отношение интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм. Излучение $\lambda 630.0$ нм возникает вследствие радиационного перехода $O(^1D \rightarrow ^3P)$. Поскольку состояние 1D атомарного кислорода является метастабильным со временем жизни порядка 110 с, то оно подвержено дезактивации, степень которой возрастает с увеличением глубины проникновения авроральных электронов в атмосферу. Эмиссия $\lambda 427.8$ нм является одной из полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота

$1NG N_2^+$, возникающей вследствие перехода $V^2 \sum_u^+ \rightarrow X^2 \sum_g^+$. Данный переход является оптически разрешенным. Время жизни иона в состоянии $V^2 \sum_u^+$ порядка 10^{-8} с, поэтому столкновительной дезактивацией можно пренебречь и считать, что это состояние целиком гасится благодаря радиационным переходам. Таким образом, можно ожидать наличия зависимости отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм от средней энергии потока авроральных электронов $E_{\text{ср}}$. Впервые отношение интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм для оценки средней энергии потока авроральных электронов было использовано в работе [Rees, Luckey, 1974], в которой были рассчитаны зависимости $I_{630.0}/I_{427.8}$ от $I_{427.8}$ для различных характеристических энергий потока высыпающихся электронов, имеющих максвелловский энергетический спектр. По аналогии с [Rees, Luckey, 1974] в работах [Germany et al., 1990; Dashkevich et al., 1993] для оценки средней энергии потока авроральных электронов по данным спутниковых измерений интенсивности полярных сияний в крайней ультрафиолетовой области спектра

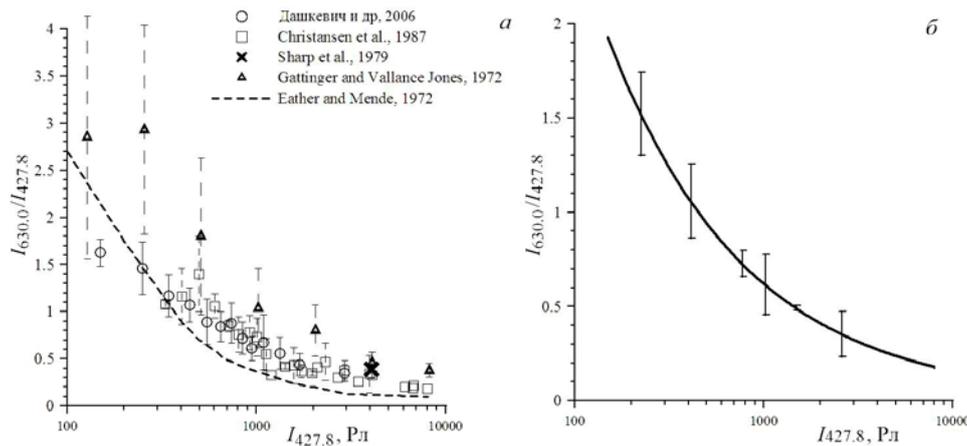


Рис. 1. Зависимость отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм $I_{630.0}/I_{427.8}$ от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм $I_{427.8}$: а — экспериментальные данные; б — кривая, усредненная по данным наземных экспериментов

предложены отношения интенсивностей излучения двух полос ЛВН, имеющих разную степень поглощения в O_2 -континууме Шумана—Рунге.

Целью данной работы является исследование возможностей получения оценок средней энергии потока авроральных электронов по измерениям интенсивности излучения одной из полос системы 1NG N_2^+ , что представляет несомненный интерес при разработке методик оперативной диагностики состояния ионосферной плазмы в области полярных сияний.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОШЕНИЯ $I_{630.0}/I_{427.8}$ ОТ $I_{427.8}$

Предлагаемая методика оценки средней энергии потока высыпавшихся электронов основывается на экспериментальной зависимости отношения интенсивностей эмиссий $\beta = I_{630.0}/I_{427.8}$ от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм. Исследование данной зависимости проводилось на протяжении многих лет на основе наземных [Christensen et al., 1987; Дашкевич и др., 2006] воздушных (с борта самолета) [Eather, Mende, 1972; Gattinger, Vallance Jones, 1972] наблюдений. На рис. 1, а приведены результаты, полученные в этих работах. Видно, что β демонстрирует непрерывное уменьшение с увеличением $I_{427.8}$. При этом абсолютные значения β , полученные по измерениям на борту самолета [Eather, Mende, 1972; Gattinger, Vallance Jones, 1972], характеризуются значительным разбросом, тогда как отношения интенсивностей эмиссий, измеренные при наземных наблюдениях [Christensen et al., 1987; Дашкевич и др., 2006], удовлетворительно согласуются по абсолютным значениям. Причиной такого согласия может являться идентичность условий наблюдений [Christensen et al., 1987; Дашкевич и др., 2006]: проведение экспериментов в полуденном секторе аврорального овала в направлении магнитного зенита, идентичность регистрирующей аппаратуры (сканирующие фотометры), неподвижность регистратора излучения и, в отличие от [Eather, Mende, 1972; Gattinger, Val-

lance Jones, 1972], большой объем экспериментального материала. Результаты ракетного эксперимента, описанного в работе [Sharp et al., 1979], согласуются с результатами наземных наблюдений. На рис. 1, б приведена кривая зависимости β от $I_{427.8}$, усредненная по экспериментальным данным из работ [Christensen et al., 1987; Дашкевич и др., 2006; Sharp et al., 1979].

Полученная зависимость β от $I_{427.8}$ хорошо аппроксимируется выражением

$$\beta = 38.408 I_{427.8}^{-0.5959}, \tag{1}$$

где $I_{427.8}$ в Рл.

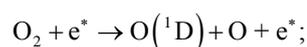
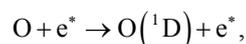
Выражение (1) можно интерпретировать как зависимость, отражающую поведение $I_{630.0}/I_{427.8}$ для среднестатистического полярного сияния.

Принимая во внимание, что величина $I_{630.0}/I_{427.8}$ слабо зависит от величины потока высыпавшихся электронов, как было показано в работе [Дашкевич, Иванов, 2017], можно полагать, что увеличение $I_{427.8}$ для среднестатистического полярного сияния в основном определяется увеличением средней энергии авроральных электронов. Рост жесткости потока приводит к более глубокому проникновению авроральных электронов в ионосферу и, как следствие, к уменьшению $I_{427.8}$ из-за возрастающей роли процессов дезактивации состояния 1D атомарного кислорода.

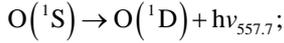
2. ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИЙ $\lambda 630.0$ И $\lambda 427.8$ НМ

Излучение $\lambda 630.0$ нм в полярных сияниях является следствием радиационного перехода $^1D \rightarrow ^3P$ в атоме кислорода. При высыпании авроральных электронов возбуждение уровня 1D атома кислорода происходит в следующих процессах:

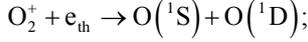
- прямой удар авроральных электронов e^* с атомами и молекулами кислорода:



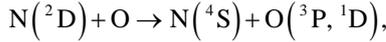
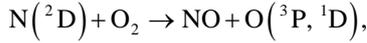
- спонтанное излучение с уровня 1S возбужденного атомарного кислорода:



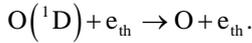
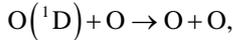
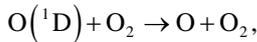
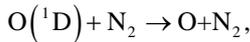
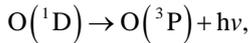
- дезактивация иона молекулярного кислорода (диссоциативная рекомбинация) термальными электронами e_{th} :



- столкновительные реакции с возбужденными атомами азота:



Атом $O(^1D)$ является метастабильным и живет около 110 с, поэтому его дезактивация происходит не только за счет спонтанного излучения при переходе на основной уровень атомарного кислорода, но и в результате столкновительных реакций с составляющими атмосферных газов и термальными электронами:



Вертикальный профиль объемной интенсивности эмиссии $\lambda 630.0$ нм определяется следующим образом:

$$\eta_{630.0}(h) = A_{630.0} [O(^1D), h],$$

где $\eta_{630.0}(h)$ — интенсивность излучения $\lambda 630.0$ нм; $A_{630.0}$ — соответствующий коэффициент Эйнштейна; $[O(^1D), h]$ — концентрация атомарного кислорода в состоянии 1D $[cm^{-3}]$; h — высота.

Концентрация $[O(^1D)]$ на высоте h находится из решения уравнения баланса

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [O(^1D), h] &= Q_{1D}(h) + A_{1S} [O(^1S), h] + \\ &+ \sum_{i,j} k_{i,j} [N_i(h)] [N_j(h)] - A_{1D} [O(^1D), h] - \\ &- \sum_i k_i [O(^1D), h] [N_i(h)], \end{aligned}$$

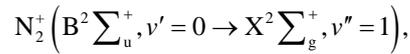
где $Q_{1D}(h)$ — скорость возбуждения уровня 1D прямым ударом; $k_{i,j}$ — константы скоростей реакций; A_{1D} и A_{1S} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанных переходов с соответствующего уровня, $[N_{i,j}(h)]$ — концентрации ионосферных составляющих сортов i и j .

Высотные профили скорости образования состояния 1D за счет электронного удара рассчитывались с использованием функции диссипации энергии и энергетических цен, полученных на основе моделирования процесса переноса электронов в атмосферных газах [Иванов, Козелов, 2001] в соответствии с формулами

$$\begin{aligned} Q_{1D}(h) &= P_O(h) \frac{1}{\varepsilon_{1D}} \Phi(F(E), h), \\ \Phi(F(E), h) &= \rho(h) \int_E \frac{E \cdot F(E)}{R(E)} \lambda \left(E, \frac{z(h)}{R(E)} \right) dE, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Phi(F(E), h)$ — полная энергия, выделившаяся на высоте h ; $P_O(h)$ — относительная доля энергии, пошедшая на возбуждение атомарного кислорода на высоте h ; $\rho(h)$ — плотность нейтральной атмосферы; ε_{1D} — энергетическая цена возбуждения состояния 1D атома кислорода; $z(h)$ — масса, проходимая электроном до высоты h ; $R(E)$ — интегральная длина пробега; $F(E)$ — энергетический спектр потока высыпавшихся электронов; $\lambda \left(E, \frac{z(h)}{R(E)} \right)$ — безразмерная функция диссипации энергии [Sergienko, Ivanov, 1993].

Эмиссия $\lambda 427.8$ нм, являющаяся полосой 1NG системы N_2^+ , возникает вследствие перехода



где v — колебательное квантовое число.

Объемная интенсивность эмиссии $\lambda 427.8$ нм на высоте h определяется как

$$\eta_{427.8}(h) = A_{01} [N_2^+ (B^2 \sum_u^+), h],$$

где $[N_2^+ (B^2 \sum_u^+), h]$ — концентрация ионов N_2^+ в состоянии $B^2 \sum_u^+, v' = 0$; A_{01} — вероятность излучательного перехода $B^2 \sum_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2 \sum_g^+, v'' = 1$.

Малое время жизни терма $B^2 \sum_u^+$ ($\sim 10^{-7}$ с) позволяет пренебречь столкновительной дезактивацией этого состояния. Считая, что этот терм возбуждается только электронным ударом и гасится благодаря радиационным переходам на терм $X^2 \sum_g^+$, концентрацию иона $N_2^+ (B^2 \sum_u^+, v' = 0)$ в условиях фотохимического равновесия можно определить из стационарного уравнения баланса

$$0 = Q_{B^2}(h) - \sum_{v''} A_{0v''} [N_2^+ (B^2 \sum_u^+), h],$$

где $Q_{B^2}(h)$ — скорость возбуждения состояния $B^2 \sum_u^+, v' = 0$ иона N_2^+ электронным ударом на высоте h ; $A_{0v''}$ — вероятность радиационного перехода $B^2 \sum_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2 \sum_g^+, v''$.

Таким образом, объемная интенсивность эмиссии $\lambda 427.8$ нм на высоте h

$$\eta_{427.8}(h) = \frac{A_{01}}{\sum_{v'} A_{0v'}} Q_{B^2}(h).$$

Высотные профили скорости образования $Q_{B^2}(h)$ состояния $B^2 \sum_u^+, v' = 0$ иона молекулярного азота рассчитывались также с использованием функции диссипации энергии (2) и энергетических цен:

$$Q_{B^2}(h) = P_{N_2}(h) \frac{q_{B^2}}{\varepsilon_{B^2}} \Phi(F(E), h),$$

где $P_{N_2}(h)$ — относительная доля энергии, пошедшая на возбуждение молекулы азота на высоте h ; q_{B^2} — фактор Франка — Кондона, определяющий относительную заселенность колебательного уровня $v' = 0$ терма $B^2 \sum_u^+$; ε_{B^2} — энергетическая цена возбуждения состояния $B^2 \sum_u^+$ иона N_2^+ ; $\Phi(F(E), h)$ — полная энергия, выделившаяся на высоте h ; $F(E)$ — энергетический спектр потока высыпавшихся электронов.

Интенсивности эмиссий $\lambda 630.0$ и 427.8 нм в столбе полярного сияния рассчитываются из формулы

$$I_\lambda = \int_{h_2}^{h_1} \eta_\lambda(h) dh.$$

Численный расчет интенсивностей эмиссий в электронных полярных сияниях проводился с использованием нестационарной модели авроральной ионосферы, описывающей диссипативные процессы в ионосферной плазме, инициированные потоками высыпавшихся авроральных электронов [Дашкевич и др., 2017]. В качестве базовой модели нейтральной атмосферы использовалась MSIS-90. Распределение по пич-углам высыпавшихся электронов задавалось изотропным в нижней полусфере. Энергетические цены и параметры, необходимые для расчета скоростей возбуждения и выделившейся энергии по формуле (2), взяты из работы [Иванов, Козелов, 2001].

3. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ СПЕКТРА И СОСТАВА АТМОСФЕРЫ НА ОЦЕНКИ E_{cp}

Возможность оценки параметров энергетического спектра авроральных электронов по отношению интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ впервые была рассмотрена в [Rees, Luckey, 1974], где для различных характеристических энергий максвелловского распределения высыпавшихся электронов были рассчитаны зависимости $I_{630.0}/I_{427.8}$ от $I_{427.8}$. Однако в этой работе не была рассмотрена степень влияния на полученные зависимости формы спектра потока электронов и состава нейтральной атмосферы. Абсолютные величины отношения интенсивностей эмиссий β могут зависеть от трех основных факторов: формы энергетического спектра авроральных электронов, модели нейтральной атмосферы и эф-

фективности физико-химических процессов, определяющих заселенность уровня 1D атомарного кислорода. Степень влияния данных факторов на кривую зависимости средней энергии потока высыпавшихся электронов E_{cp} от β будет рассмотрена ниже.

Исследование влияния формы энергетического спектра авроральных электронов на отношение β проводилось для распределений трех типов — максвелловского, экспоненциального и моноэнергетического соответственно:

$$f(E) = \frac{F_E E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right),$$

$$f(E) = \frac{F_E}{E_{cp}^2} \exp\left(-\frac{E}{E_{cp}}\right),$$

$$f(E) = \frac{F_E}{E} \delta(x - E),$$

где $E_M = E_{cp}/2$ — характеристическая энергия.

Следует отметить, что суперпозиция данных распределений достаточно хорошо описывает энергетические спектры авроральных электронов, ответственных за формирование дуг, полос и диффузных типов полярных сияний. Средняя энергия потока высыпавшихся электронов E_{cp} рассматривалась в интервале 0.5–15 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [Vogobjev et al., 2013]. Концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{max}$ полагалась равной 10^8 см $^{-3}$, что соответствует средним значениям в полярных сияниях [Дашкевич, Иванов, 2019]. На рис. 2, а приведены результаты моделирования E_{cp} в зависимости от $I_{630.0}/I_{427.8}$ для трех типов энергетических спектров. Видно, что E_{cp} значительно изменяется с ростом β : в интервале величин β от 0.1 до 10 E_{cp} уменьшается от 14 до 0.5 кэВ. При этом абсолютные значения E_{cp} не демонстрируют сильного изменения в зависимости от формы энергетического спектра авроральных электронов. На рис. 2, б приведена усредненная кривая зависимости E_{cp} от отношения β . Вертикальные линии — среднеквадратичные отклонения, которые в области β от 0.1 до 10 лежат в интервале от 3 до 20 %.

Влияние модели нейтральной атмосферы на кривую зависимости средней энергии потока высыпавшихся электронов от отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм может осуществляться через атомарный кислород. Атомарный кислород является непосредственным источником эмиссии $\lambda 630.0$ нм, и можно ожидать, что вариации концентрации атомарного кислорода могут привести к значительным изменениям в оценках E_{cp} по β . В работах [Shepherd, Gerdjikova, 1988; Gattinger et al., 1996] исследовалось влияние концентрации атомарного кислорода на отношение интенсивностей эмиссий $\lambda 557.7$ и $\lambda 427.8$ нм. Авторы этих работ пришли к выводу, что наблюдаемую в экспериментах вариабельность $I_{557.7}/I_{427.8}$ можно объяснить изменениями концентрации атомарного кислорода в диапазоне 0.5–2[O] $_{MSIS}$. Следует отметить, что данный диапазон концентраций атомарного кислорода соответствует модели нейтральной атмосферы MSIS-90 для различных уровней солнечной и геомагнитной активности.

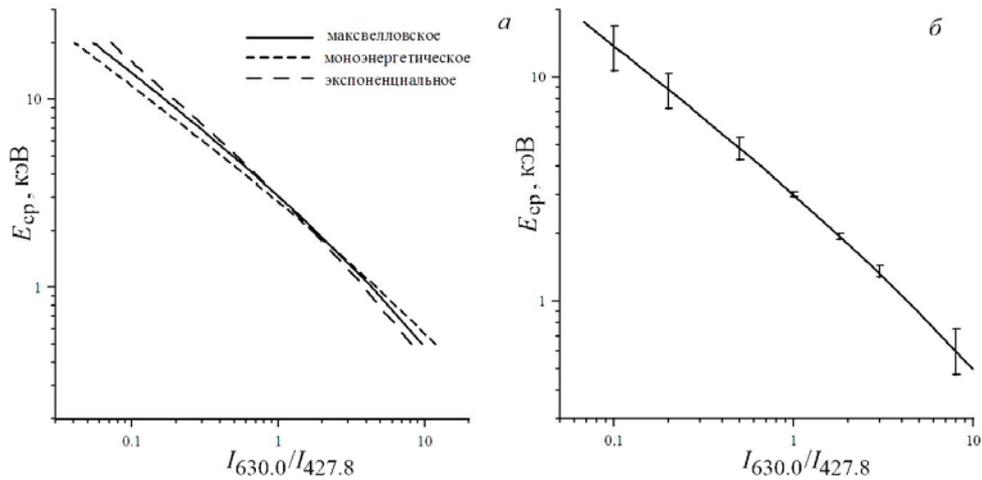


Рис. 2. Зависимость E_{cp} от $I_{630.0}/I_{427.8}$: а — для разных видов энергетического спектра; б — усредненная кривая

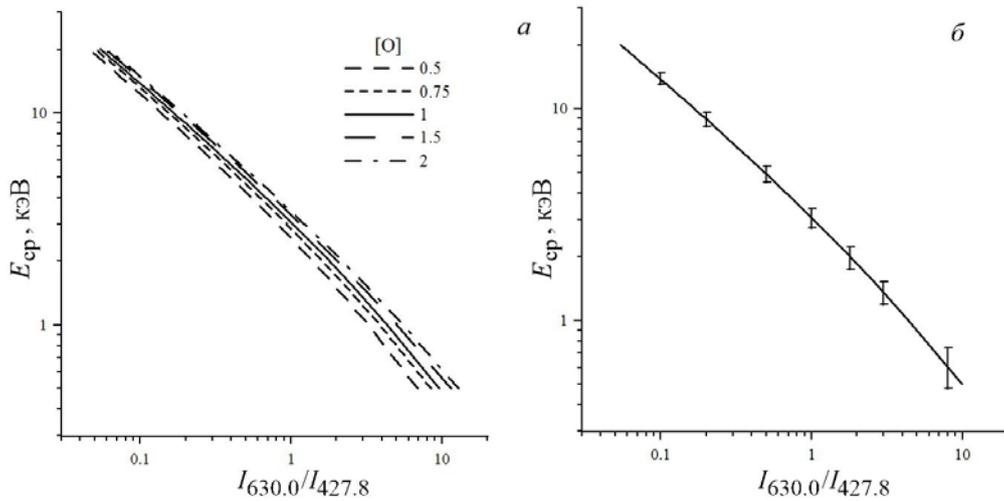


Рис. 3. Зависимость E_{cp} от $I_{630.0}/I_{427.8}$: а — для разных значений концентрации атомарного кислорода; б — усредненная кривая

Смоделированные зависимости средней энергии потока авроральных электронов с максвелловским распределением по энергии от отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм для различных значений концентрации атомарного кислорода $[O]$, лежащих в диапазоне $0.5-2 [O]_{MSIS}$, приведены на рис. 3, а. Видно, что различия в значениях E_{cp} , соответствующих разным значениям $[O]$, малы. На рис. 3, б представлена усредненная кривая зависимости E_{cp} от β . Вертикальные линии — среднеквадратичные отклонения, не превышающие 12 % в области $\beta=0.1 \div 2$ и 20 % в области $\beta=2 \div 10$.

Незначительное влияние концентрации атомарного кислорода $[O]$ на зависимость E_{cp} от β можно объяснить тем, что атомарный кислород является не только источником эмиссии $\lambda 630.0$ нм за счет прямого электронного удара, но и основным гасителем состояния $O(^1D)$ в реакции $O(^1D)+O$. На рис. 4, а, б приведены зависимости интенсивности эмиссии $\lambda 630.0$ нм от средней энергии потока высыпавшихся электронов с учетом и без учета реакции дезактивации состояния 1D атомарного кислорода. Видно, что учет дезактивации состояния 1D в реакции $O(^1D)+O$ приводит к уменьшению степени влияния концен-

трации $[O]$ на интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм и, как следствие, к не столь значительному, как можно было ожидать, влиянию вариаций концентрации атомарного кислорода на зависимость средней энергии потока высыпавшихся электронов от $I_{630.0}/I_{427.8}$.

Влияние физико-химических процессов, определяющих заселенность уровня 1D атомарного кислорода, на форму зависимости E_{cp} от β осуществляется посредством окиси азота NO . Окись азота является сильным гасителем иона молекулярного кислорода O_2^+ , что приводит к уменьшению вклада реакции диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1D) + O(^1S)$ непосредственно в возбуждение состояния 1D атомарного кислорода, а также к уменьшению вклада в возбуждение состояния 1D за счет радиационного перехода $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu$. На рис. 5, а приведены зависимости средней энергии потока высыпавшихся электронов с максвелловским распределением по энергии от величины $I_{630.0}/I_{427.8}$. Расчеты проведены в модели нейтральной атмосферы MSIS-90 для концентраций окиси азота в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{max}$, лежащих в диапазоне $10^7 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$, что соответствует диапазону $[NO]_{max}$, наблюдаемому в экспе-

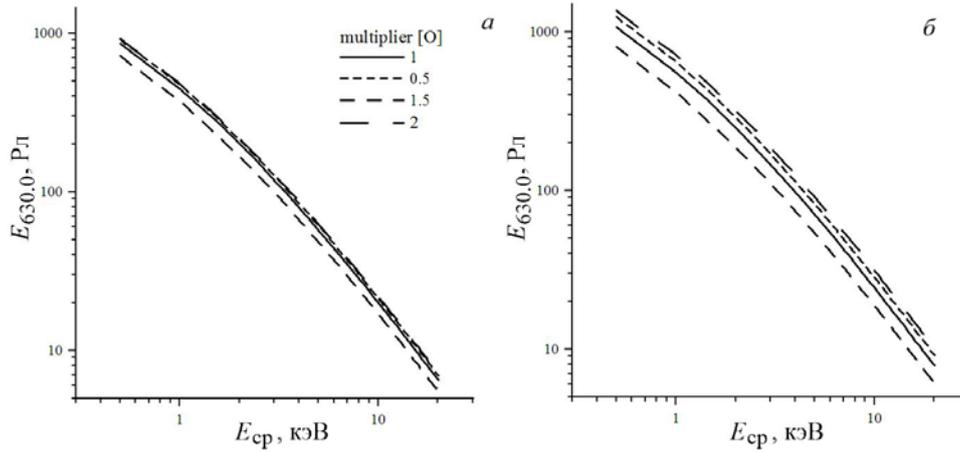


Рис. 4. Зависимость интенсивности эмиссии $\lambda 630.0$ нм от средней энергии потока высыпающихся электронов с учетом (а) и без учета (б) дезактивации состояния 1D атомарного кислорода

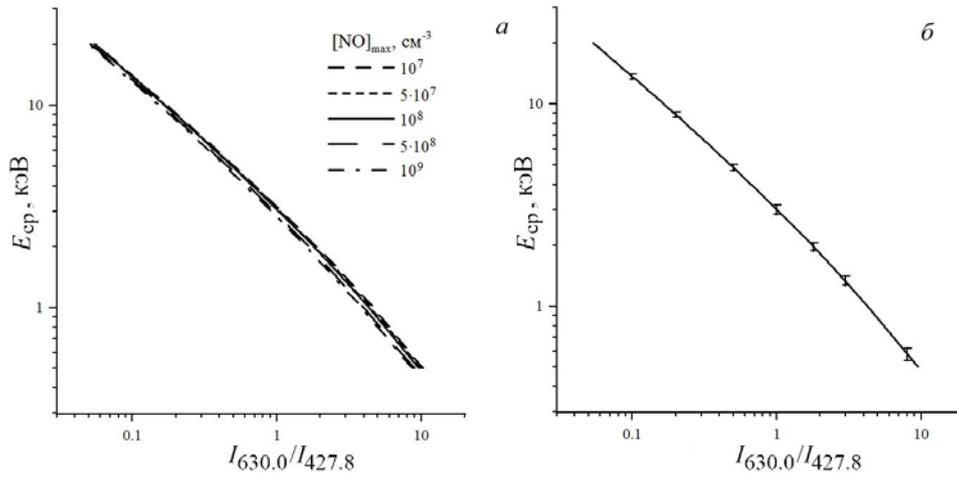


Рис. 5. Зависимость E_{cp} от $I_{630.0}/I_{427.8}$: а — для разных значений концентрации окиси азота; б — усредненная кривая

риментах [Swider, Narcisi, 1977; Дашкевич, Иванов, 2019]. Видно, что изменения зависимости E_{cp} от β незначительны. На рис. 5, б показана усредненная кривая зависимости E_{cp} от β . Вертикальные линии — среднеквадратичные отклонения, не превышающие 7 % в области $\eta=0.1 \div 10$.

Таким образом, форма энергетического спектра, модель нейтральной атмосферы и концентрация окиси азота незначительно влияют на кривую зависимости средней энергии E_{cp} от отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$. Отклонения от E_{cp} не превышают 20 %.

4. СВЯЗЬ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ $\lambda 427.8$ нм

Принимая во внимание экспериментальную зависимость отношения интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм и смоделированные зависимости E_{cp} от $I_{630.0}/I_{427.8}$, можно установить связь между E_{cp} и $I_{427.8}$. Данная зависимость, усредненная с учетом описанного выше

влияния формы энергетического спектра авроральных электронов, концентраций атомарного кислорода и окиси азота, приведена на рис. 6.

Полученная кривая хорошо аппроксимируется выражением

$$E_{cp} = 0.251(I_{427.8})^{0.405}, \tag{3}$$

где E_{cp} — в килоэлектронвольтах, $I_{427.8}$ — в рэлях.

В работе [Vallance Jones et al., 1987] приведены результаты оптических наблюдений интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм и оценки средней энергии потока авроральных электронов по данным радара некогерентного рассеяния, полученные при одновременных измерениях. На рис. 6 видно удовлетворительное согласие оценочной кривой (3) для E_{cp} и экспериментальных данных [Vallance Jones et al., 1987], обозначенных треугольниками.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена возможность оценки средней энергии потока высыпающихся электронов E_{cp} по измерению интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм $I_{427.8}$. В основу методики положена экспериментальная зависимость отношения интенсивностей эмиссий

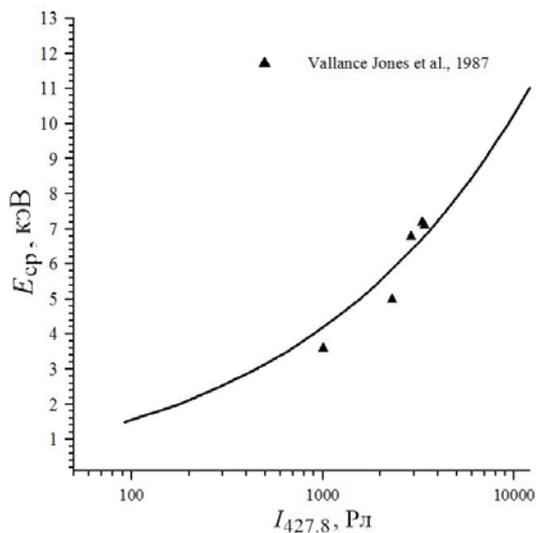


Рис. 6. Усредненная зависимость средней энергии потока выпадающих электронов от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм

$\lambda 630.0$ и $\lambda 427.8$ нм от интенсивности эмиссии $\lambda 427.8$ нм. Проведен численный анализ влияния на кривую зависимости $E_{ср}$ от $I_{630.0}/I_{427.8}$ трех факторов: формы энергетического спектра авроральных электронов, модели нейтральной атмосферы и концентрации окиси азота NO. Показано, что влияние формы энергетического спектра, модели нейтральной атмосферы и концентрации NO на кривую зависимости $E_{ср}$ от $I_{630.0}/I_{427.8}$ не превышает 20 %. Рассчитана зависимость средней энергии потока авроральных электронов от интенсивности излучения эмиссии $\lambda 427.8$ нм в полярных сияниях. Представлена аналитическая аппроксимация полученной зависимости, которая может быть использована в разработке методик оперативной диагностики и прогнозирования состояния ионосферной плазмы в области полярных сияний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по интенсивностям эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм. *Космические исследования*. 2017. Т. 55, № 5. С. 337–341. DOI: [10.7868/S0023420617050028](https://doi.org/10.7868/S0023420617050028).
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 1. С. 77–81. DOI: [10.12737/szf-51201908](https://doi.org/10.12737/szf-51201908).
- Дашкевич Ж.В., Зверев В.Л., Иванов В.Е. Отношение интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2006. Т. 46, № 3. С. 385–389.
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы. *Космические исследования*. 2017. Т. 55, № 2. С. 94–106. DOI: [10.7868/S0023420617020029](https://doi.org/10.7868/S0023420617020029).

Иванов В.Е., Козелов Б.В. *Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли*. Апатиты: Кольский научный центр РАН, 2001. 260 с.

Christensen A.B., Lyons L.R., Hecht J.H., et al. Magnetic field-aligned electric field acceleration and characteristics of the optical aurora. *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. 92, no. 6. P. 6163–6167. DOI: [10.1029/JA092iA06p06163](https://doi.org/10.1029/JA092iA06p06163).

Dashkevich Z.V., Sergienko T.I., Ivanov V.I. The Lyman-Birge-Hopfield bands in aurora. *Planet. Space Sci.* 1993. Vol. 41, no. 1. P. 81–87.

Eather R.H., Mende S.B. Systematics in auroral energy spectra. *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, no. 4. P. 660–673. DOI: [10.1029/JA077i004p0660](https://doi.org/10.1029/JA077i004p0660).

Gattinger R.L., Vallance Jones A. The intensity ratios of auroral emission features. *Ann. Geophys.* 1972. Vol. 28, no. 1. P. 91–97.

Gattinger R.L., Llewellyn E.J., Vallance Jones A. On $I(5577\text{A})$ and $I(7620\text{A})$ auroral emissions and atomic oxygen densities. *Ann. Geophys.* 1996. Vol. 14, no. 7. P. 687–698. DOI: [10.1007/s00585-996-0687-1](https://doi.org/10.1007/s00585-996-0687-1).

Germany G.A., Torr M.R., Richards P.G., Torr D.G. The dependence of modeled OI 1356 and N₂ LBH auroral emissions on the neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95, no. A6. P. 7725–7733. DOI: [10.1029/JA095iA06p07725](https://doi.org/10.1029/JA095iA06p07725).

Rees M.H., Luckey D. Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emission. 1. Model computations. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79, no. 34. P. 5181–5186. DOI: [10.1029/JA079i034p05181](https://doi.org/10.1029/JA079i034p05181).

Sergienko T.I., Ivanov V.E. A new approach to calculate the excitation of atmospheric gases by auroral electron impact. *Ann. Geophys.* 1993. Vol. 11, no. 8. P. 717–724.

Sharp W.E., Rees M.N., Stewart A.I. Coordinated rocket and satellite measurements of an auroral event. 2. The rocket observations and analysis. *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84, no. A5. P. 1977–1984. DOI: [10.1029/JA084iA05p01977](https://doi.org/10.1029/JA084iA05p01977).

Shepherd G.G., Gerdjikova M.J. Thermospheric atomic oxygen concentrations inferred from the auroral $I(5577)/I(4278)$ emission rate ratio. *Planet. Space Sci.* 1988. Vol. 36. P. 893–895. DOI: [10.1016/0032-0633\(88\)90096-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(88)90096-7).

Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: ion composition and nitric oxide. *Planet. Space Sci.* 1977. Vol. 25, no. 2. P. 103–116. DOI: [10.1016/0032-0633\(77\)90014-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(77)90014-9).

Vallance Jones A., Gattinger R.L., Shin P., et al. Optical and radar characterization of a short-lived auroral event at high latitude. *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. no. A5. P. 4575–4589.

Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral precipitation model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. Vol. 102. P. 157–171. DOI: [10.1016/j.jastp.2013.05.00](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.00).

Как цитировать эту статью:

Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка средней энергии потока авроральных электронов по измерению интенсивности излучения эмиссии $\lambda 427.8$ нм. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 4. С. 72–78. DOI: [10.12737/szf-104202408](https://doi.org/10.12737/szf-104202408).