

УДК 533.951

## СВЕЧЕНИЕ ПОЛОС ЛАЙМАНА–БИРДЖА–ХОПФИЛДА N<sub>2</sub> В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ ВЫСЫПАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2020 г. А. С. Кириллов<sup>1, \*</sup>, В. Б. Белаховский<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт (ПГИ),  
г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

\*e-mail: kirillov@pgia.ru

\*\*e-mail: belakhov@mail.ru

Поступила в редакцию 04.03.2020 г.

После доработки 19.03.2020 г.

Принята к публикации 21.05.2020 г.

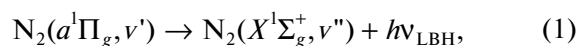
Проведен расчет профилей интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда молекулярного азота в случае высыпания в атмосферу Земли электронов с энергиями от 10 кэВ до 10 МэВ. С ростом энергии вторгающихся в атмосферу электронов возрастает вклад процессов гашения состояния  $a^1\Pi_g$  N<sub>2</sub> при молекулярных столкновениях. Это приводит к уменьшению отношения интегральных интенсивностей свечения ультрафиолетовых полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда и второй положительной системы с ростом энергии высыпающихся в атмосферу высокоэнергичных электронов.

DOI: 10.31857/S0016794020060073

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Молекулярный азот является основной составляющей атмосферы Земли. Неупругое взаимодействие высыпающихся в атмосферу высокоэнергичных частиц с молекулами азота приводит к возбуждению различных синглетных и триплетных электронно-возбужденных состояний N<sub>2</sub>. В дальнейшем в возбужденных молекулах происходят спонтанные переходы на более низкие по энергии состояния, что служит причиной свечения молекулярного азота в различных диапазонах спектра.

Система полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда N<sub>2</sub> (ЛВН) является главной в дальнем ультрафиолетовом участке (120–200 нм) спектра свечения молекулярного азота как во время дневного свечения атмосферы Земли [Morrison et al., 1990; Budzien et al., 1994; Torr et al., 1994], так и во время полярных сияний [Meier et al., 1982; Eastes and Sharp, 1987; Ishimoto et al., 1988]. Свечение данной системы полос происходит при спонтанных переходах с синглетного электронно-возбужденного состояния  $a^1\Pi_g$  на основное состояние  $X^1\Sigma_g^+$ :



причем характерные излучательные времена жизни различных колебательных уровней состояния

$a^1\Pi_g$  порядка нескольких десятков микросекунд [Gilmore et al., 1992].

Моделирование колебательных населенностей состояния  $a^1\Pi_g$  ( $v' = 0-6$ ) во время высыпания авроральных высокоэнергичных частиц в полярную ионосферу проводилось во многих работах [Cartwright, 1978; Dashkevich et al., 1993; Дашкевич и др., 1995; Eastes and Dentamaro, 1996; Кириллов, 2011a]. При этом в работах [Cartwright, 1978; Dashkevich et al., 1993; Дашкевич и др., 1995] учитывались только излучательные переходы между синглетными состояниями и полное гашение электронного возбуждения при столкновениях с атмосферными составляющими, а в работах [Eastes and Dentamaro, 1996; Кириллов, 2011a] также были учтены переходы между синглетными состояниями при неупругих столкновениях с молекулами и атомами атмосферы. Следует также отметить, что в работе [Kirillov, 2012] было показано влияние синглетного молекулярного азота N<sub>2</sub>( $a^1\Pi_g$ ) на колебательную кинетику N<sub>2</sub>( $X^1\Sigma_g^+, v > 0$ ) на высотах 80–100 км атмосферы Земли во время авроральных высыпаний.

Основным источником релятивистских электронов (с энергией 1 МэВ и более) в околоземном космическом пространстве является внешний радиационный пояс. Вследствие взаимодействия электронов с низкочастотными (ОНЧ, УНЧ)

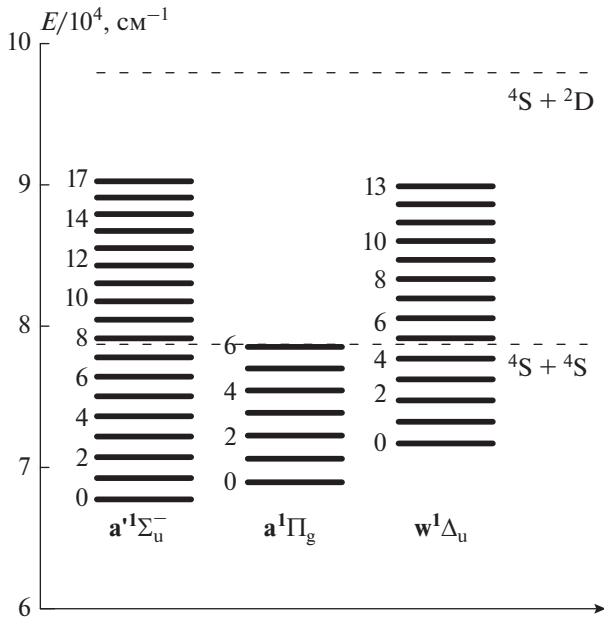


Рис. 1. Схема колебательных уровней синглетных состояний в молекуле N<sub>2</sub>.

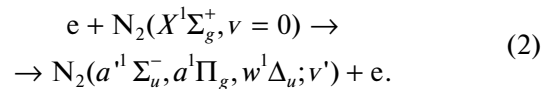
электромагнитными волнами происходит нарушение адиабатических инвариантов и высыпание релятивистских электронов в атмосферу. Основные источники ОНЧ-, УНЧ-волн в магнитосфере – геомагнитные возмущения, а также, по всей видимости, молнии, землетрясения, наземные передатчики. Высыпания являются основным механизмом потерь радиационных поясов. Высыпания релятивистских электронов (ВРЭ) наблюдаются, в основном, в авроральных и субавроральных широтах. Выделяют микровсплески ВРЭ (менее 1 с) и продолжительные высыпания (от минут до часов) [Mironova et al., 2015]. ВРЭ вследствие ионизации, диссоциации приводят к образованию нечетного азота (NO<sub>x</sub>) и водорода (HO<sub>x</sub>), которые способствуют уменьшению содержания озона в средней атмосфере [Turunen et al., 2009; Кривоуцкий и Репнев, 2009, 2012]. Тем не менее, нахождение спектра ВРЭ является до конца нерешенной задачей [Artamonov et al., 2016].

В недавних работах [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020] мы рассмотрели кинетику триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$  молекулярного азота в средней и верхней атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ). Цель данной работы – рассмотреть кинетику трех синглетных электронно-возбужденных состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$  и  $w^1\Delta_u$  молекулярного азота в атмосфере Земли во время ВВЭ при этом учесть как спонтанные излучательные переходы между состояниями, так

и перенос энергии электронного возбуждения при неупругих молекулярных столкновениях.

## 2. ПРОЦЕССЫ ГАШЕНИЯ СИНГЛЕТНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ N<sub>2</sub>

Кинетическая модель синглетного электронно-возбужденного молекулярного азота для высот полярной ионосферы во время высыпания авроральных электронов представлена в работе [Кириллов, 2011a]. В настоящей работе рассмотрены процессы возбуждения трех синглетных состояний N<sub>2</sub> высокоэнергичными электронами:



При этом учтены следующие колебательные уровни указанных синглетных состояний:  $a^1\Sigma_u^-$  ( $v' = 0-17$ ),  $a^1\Pi_g$  ( $v' = 0-6$ ),  $w^1\Delta_u$  ( $v' = 0-13$ ). На рисунке 1 представлена схема рассматриваемых колебательных уровней этих трех состояний. Та-

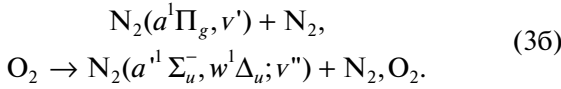
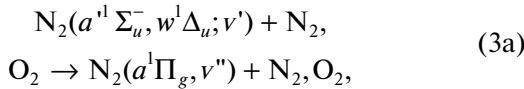
ким образом, для состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$  и  $w^1\Delta_u$  учтено более 99%, 87% и 92% возбуждения (соответственно) в результате процессов (2) [Gilmore et al., 1992]. Кроме того, для состояния  $a^1\Pi_g$  не наблюдаются полосы свечения с колебательных уровней  $v' > 6$  из-за спин-спинового взаимодействия с квинтетным состоянием  $A^5\Sigma_g^+$  и последующей диссоциацией молекулы [Van der Kamp et al., 1994], поэтому рассмотрены только семь колебательных уровней данного состояния.

Кроме спонтанных переходов (1) с излучением ЛВН полос при рассмотрении кинетики синглетных состояний молекулы азота необходимо еще учесть излучение инфракрасных полос двух систем МакФарлана (переходы  $w^1\Delta_u, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$  и  $a^1\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$ ) [Gilmore et al., 1992], а также спонтанные переходы  $a^1\Sigma_u^-, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$  (полосы Огавы–Танаки–Уилкинсона–Малликена) [Casassa and Golde, 1979].

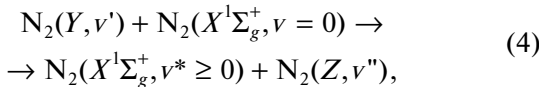
На высотах средней атмосферы Земли из-за высоких концентраций молекул N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> столкнательные времена жизни синглетных состояний молекулярного азота становятся сравнимыми или даже меньше излучательных времен жизни. Поэтому при расчете скоростей излучения различных полос молекулярного азота необходимо учитывать неупругие взаимодействия электронно-возбужденных молекул с основными атмосферными составляющими N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>.

В данной работе учитываются следующие неупругие взаимодействия:

2.1. Внутримолекулярные процессы переноса энергии возбуждения

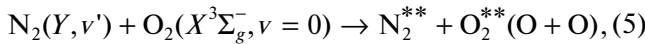


2.2. Межмолекулярные процессы переноса энергии возбуждения



где  $Y$  и  $Z$  обозначают любое синглетное состояние из  $a^1\Sigma_u^-, a^1\Pi_g, w^1\Delta_u$ .

2.3. Гашение электронно-возбужденного синглетного состояния с переносом энергии возбуждения на молекулу  $O_2$  с возможной диссоциацией молекулы кислорода



где  $Y$  обозначает любое из трех рассматриваемых синглетных состояний.

Расчет констант гашения синглетных состояний при неупругих взаимодействиях с газами  $N_2$  и  $O_2$  был представлен в [Кириллов, 2011б; Kirillov, 2011]. В настоящей работе для столкновений с  $N_2$  мы учитываем результаты расчетов, приведенных на рис. 1 из [Кириллов, 2011б] и рис. 2 из [Kirillov, 2011]. Для процесса (5) берем константы аналогично [Кириллов, 2011а].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ЛАЙМАНА–БИРДЖА–ХОПФИЛДА

При расчете интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда воспользуемся решением систем уравнений:

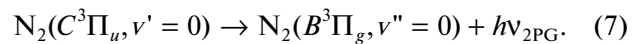
$$\begin{aligned} & Q^Y q_{0v'}^{XY} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{aY} N_{v''}^a + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*aY} N_{v''}^a ([N_2] + [O_2]) + \\ & + \sum_{Z, v''} k_{v''v'}^{**ZY} N_{v''}^Z [N_2] + \sum_{v''} k_{v''v'}^{**aY} N_{v''}^a [N_2] = \\ & = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{Ya} + A_{v'}^{*Y} + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*Ya} ([N_2] + [O_2]) + \right. \\ & \left. + \sum_{Z, v''} k_{v''v'}^{**YZ} [N_2] + \sum_{v''} k_{v''v'}^{**Ya} [N_2] + k_{v'}^{**Y} [O_2] \right\} N_{v'}^Y, \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} & Q^a q_{0v'}^{Xa} + \sum_{Y, v''} A_{v''v'}^{Ya} N_{v''}^Y + \sum_{Y, v''} k_{v''v'}^{*Ya} N_{v''}^Y ([N_2] + [O_2]) + \\ & + \sum_{Y, v''} k_{v''v'}^{**Ya} N_{v''}^Y [N_2] + \sum_{v''} k_{v''v'}^{**aa} N_{v''}^a [N_2] = \\ & = \left\{ \sum_{Y, v''} A_{v''v'}^{aY} + \sum_{Y, v''} k_{v''v'}^{*aY} ([N_2] + [O_2]) + \right. \\ & \left. + \sum_{Y, v''} k_{v''v'}^{**aY} [N_2] + \sum_{v''} k_{v''v'}^{**aa} [N_2] + k_{v'}^{**a} [O_2] \right\} N_{v'}^a, \end{aligned} \quad (66)$$

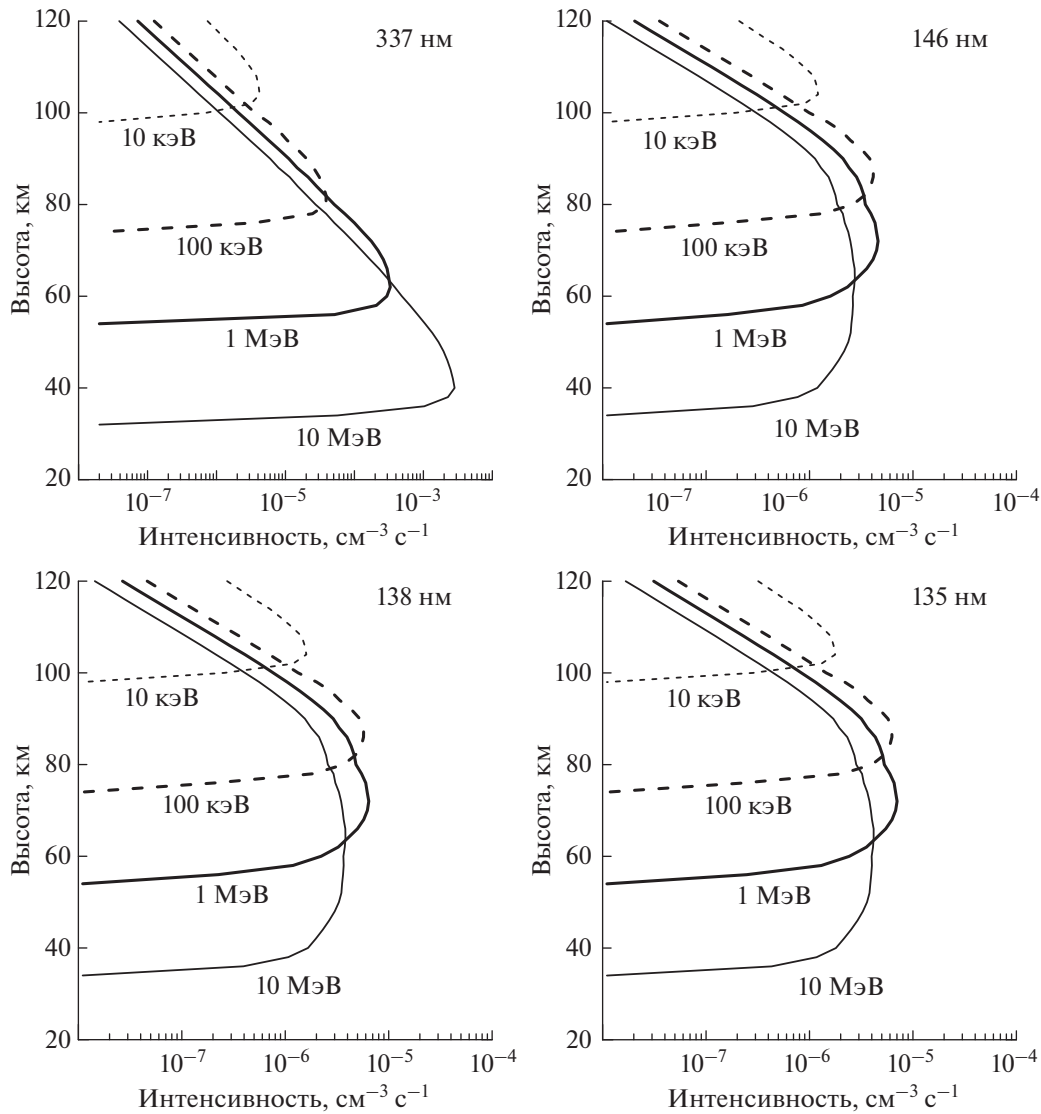
где  $Y$  и  $Z$  обозначают  $a^1\Sigma_u^-, w^1\Delta_u$ ;  $Q^Y, Q^a$  – скорости возбуждения  $Y, a^1\Pi_g$  состояний, соответственно;  $A$  – коэффициента Эйнштейна для всех упомянутых спонтанных переходов;  $k^*$  и  $k^{**}$  подразумевают константы скоростей внутримолекулярных и межмолекулярных процессов переноса энергии, соответственно;  $A_{v'}^{*Y}$  равна вероятности излучения для переходов с излучением полос Огавы–Танаки–Уилкинсона–Малликена в случае  $a^1\Sigma_u^-$  состояния [Casassa and Golde, 1979] и  $A_{v'}^{*Y} = 0$  для  $w^1\Delta_u$  состояния.

Для расчета скоростей возбуждения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота во время ВВЭ воспользуемся методом деградационных спектров электронов в смеси газов  $N_2$  и  $O_2$  [Коновалов и Сон, 1987; Коновалов, 1993]. Скорости ионообразования в атмосфере во время ВВЭ с потоком 100 эл/см<sup>2</sup> с стер и энергиями 4 кэВ–10 МэВ были представлены в работе [Turunen et al., 2009].

На рисунке 2 показаны рассчитанные согласно формуле (6б) профили объемных скоростей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда 146, 138 и 135 нм для моноэнергетического пучка электронов с энергиями 10, 100 кэВ и 1, 10 МэВ при единичном потоке 1 эл/см<sup>2</sup> с стер. Свечение данных трех полос связано со спонтанными излучательными переходами (1)  $v' = 1 \rightarrow v'' = 1, v' = 2 \rightarrow v'' = 0$  и  $v' = 3 \rightarrow v'' = 0$ , соответственно. Также на данном рисунке представлены рассчитанные профили объемных скоростей свечения полосы 337 нм второй положительной системы (2PG) [Кириллов и Белаховский, 2020], связанного с излучательным переходом



Как было показано в [Кириллов и Белаховский, 2020], профили свечения полосы 337 нм (2PG) практически повторяют профили скорости ионообразования в атмосфере Земли во время выпадения высокоэнергичных электронов. Кроме того, из рис. 2 видно, что интенсивности свечения полос 146, 138 и 135 нм (ЛВН) значительно

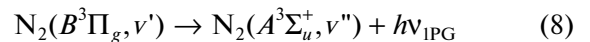


**Рис. 2.** Высотные профили рассчитанных интенсивностей свечения полос 135, 138, 146 нм (LBH) и 337 нм (2PG) для энергий высыпающих электронов 10 кэВ, 100 кэВ, 1 МэВ, 10 МэВ.

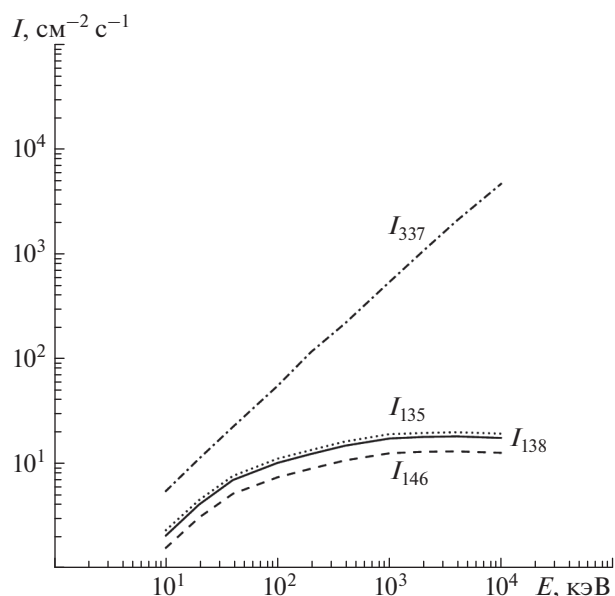
понижаются с уменьшением высоты, что связано с возросшим гашением состояния  $a^1\Pi_g$  при неупругих молекулярных столкновениях на меньших высотах атмосферы Земли.

На рисунке 3 представлены зависимости рассчитанных интегральных интенсивностей ( $I$ ) всех трех полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда и полосы 337 нм [Кириллов и Белаховский, 2020] молекулярного азота от энергии высыпающих электронов с энергиями  $10^1–10^4$  кэВ при экспоненциальной зависимости спектра электронов от энергии  $f(E) = A \exp(-E/E_0)$ . Кроме того, проведен расчет отношения интегральных интенсивностей  $I_{135}/I_{337}$ ,  $I_{138}/I_{337}$  и  $I_{146}/I_{337}$  для случая экспоненциального распределения электронов по энергии  $f(E) = A \exp(-E/E_0)$ . Результаты расчетов

приведены на рис. 4. Здесь также приведены отношения интенсивностей свечения полос первой положительной системы (1PG)



и полосы 337 нм (2PG) –  $I_{749}/I_{337}$  и  $I_{669}/I_{337}$ , рассчитанные в [Кириллов и Белаховский, 2020] и полученные с помощью результатов измерений оптических спектров полярных сияний во время запусков ракет на острове Хейса в 1972–1973 гг. [Кириллов и др., 1987]. Как видно из приведенного рисунка, отношения  $I_{LBH}/I_{2PG}$  значительно больше изменяются, чем  $I_{1PG}/I_{2PG}$ , при увеличении энергии высыпающих высокоэнергетических электронов. Этот факт указывает на то, что по одновременному измерению интенсивностей ультрафиолетовых полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда



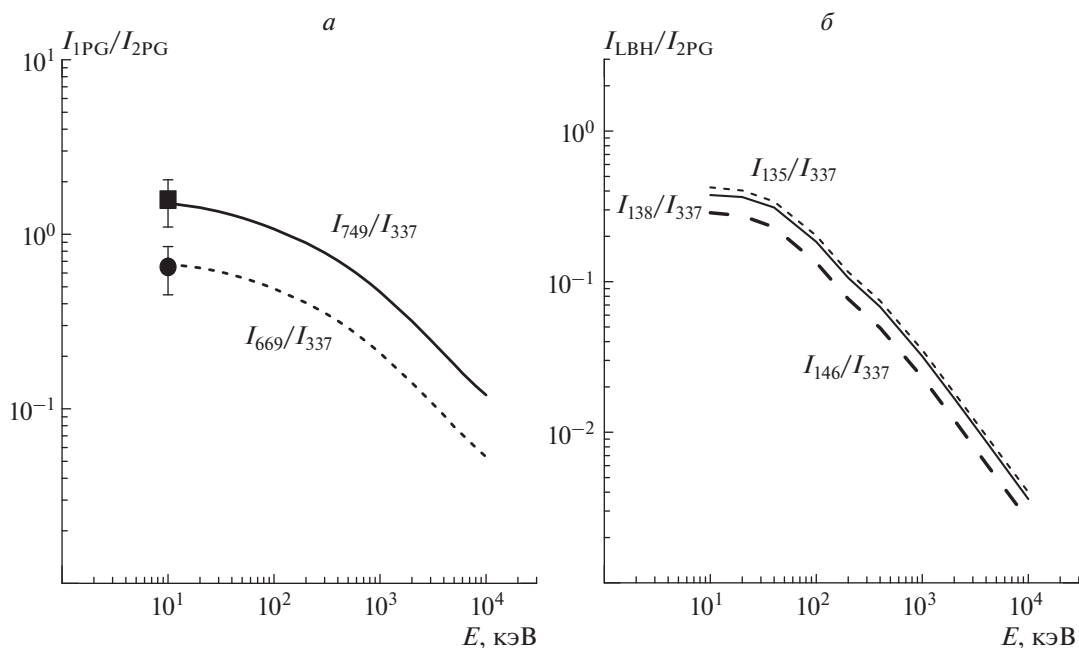
**Рис. 3.** Зависимость интегральных интенсивностей свечения полос 135 (короткие штрихи), 138 (сплошная линия), 146 нм (длинные штрихи) (ЛВН) и 337 нм (2PG) (штрих-пунктиры) от энергии высокоэнергичных электронов в случае экспоненциального распределения электронов по энергии  $f(E) = A \exp(-E/E_0)$ .

да и второй положительной системы можно более точно оценить среднюю энергию высыпавшихся в атмосферу Земли электронов, чем по соотношению интенсивностей 1PG и 2PG полос.

В качестве примера рассмотрим результаты многолетних измерений ВВЭ, проводимых ФИАН в Мурманской обл. ( $67^{\circ}33' \text{ N}$ ,  $33^{\circ}20' \text{ E}$ ) [Базилевская и др., 2017]. Каталог данных измерений приведен в работе [Makhmutov et al., 2016]. Согласно измерениям [Makhmutov et al., 2016] одними из немногочисленных случаев интенсивных ВВЭ приходятся на 10.04.2006 г. (высыпание 1), 17.12.2010 г. (2), 23.11.2012 г. (3), когда спектр распределения электронов по энергии описывался функцией  $f(E) = A \exp(-E/E_0)$ , где  $A_1 = 1.98 \times 10^2$ ,  $A_2 = 2.84 \times 10^4$ ,  $A_3 = 1.26 \times 10^6 \text{ эл/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}$  и  $E_0(1) = 293$ ,  $E_0(2) = 134$ ,  $E_0(3) = 67 \text{ кэВ}$ . Согласно результатам расчетов, представленным на рис. 3, получаются интенсивности свечения полос  $I_{146} = 0.5 \text{ P}$ ,  $I_{138} = 0.7 \text{ P}$ ,  $I_{135} = 0.8 \text{ P}$ ,  $I_{337} = 8.5 \text{ P}$  ( $1 \text{ P}$  Рэлей =  $10^6 \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ ) для высыпания 1,  $I_{146} = 27 \text{ P}$ ,  $I_{138} = 37 \text{ P}$ ,  $I_{135} = 41 \text{ P}$ ,  $I_{337} = 255 \text{ P}$  для высыпания 2,  $I_{146} = 0.49 \text{ кP}$ ,  $I_{138} = 0.67 \text{ кP}$ ,  $I_{135} = 0.73 \text{ кP}$ ,  $I_{337} = 2.9 \text{ кP}$  для высыпания 3.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании модели электронной кинетики синглетных состояний молекулярного азота для верхней и средней атмосферы проведен расчет профилей интенсивностей свечения полос Лаймана-Бирджа-Хопфилда  $\text{N}_2$  при высыпаниях в атмосферу Земли высокоэнергичных электронов с энергиями от 10 кэВ (авроральные электроны)



**Рис. 4.** Отношения рассчитанных интегральных интенсивностей полос в случае экспоненциального распределения электронов по энергии  $f(E) = A \exp(-E/E_0)$ : (а)  $I_{749}/I_{337}$  и  $I_{669}/I_{337}$  согласно [Кириллов и Белаховский, 2020], квадрат и кружок – отношения согласно экспериментальным данным [Кириллов и др., 1987] во время полярных сияний. (б)  $I_{135}/I_{337}$  (короткие штрихи),  $I_{138}/I_{337}$  (сплошная линия) и  $I_{146}/I_{337}$  (длинные штрихи).

до 10 МэВ (релятивистские электроны). В расчетах были использованы профили скоростей ионообразования во время ВВЭ, рассчитанные в работе [Tugunen et al., 2009] для моноэнергетических пучков электронов.

Расчеты показали, что с ростом энергии высыпающихся в атмосферу высокоэнергичных электронов возрастает вклад процессов гашения состояния  $a^1\Pi_g$  при молекулярных столкновениях. Это приводит к значительному уменьшению отношения интегральных интенсивностей  $I_{135}/I_{337}$ ,  $I_{138}/I_{337}$  и  $I_{146}/I_{337}$  с ростом энергии электронов. Данный результат указывает на то, что при регистрации данных соотношений интенсивностей ультрафиолетовых полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда и второй положительной системы молекулярного азота при вторжении высокоэнергичных электронов (в том числе и релятивистских электронов) в среднюю атмосферу Земли можно оценить среднюю энергию высыпающихся частиц.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базилевская Г.А., Калинин М.С., Крайнев М.Б., Махмутов В.С., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С., Стожков Ю.И., Филиппов М.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. Высыпания магнитосферных электронов в атмосферу Земли и электроны внешнего радиационного пояса // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 81. № 2. С. 235–238. 2017.
- Дашкевич Ж.В., Козелов Б.В., Иванов В.Е. Полосы системы Лаймана–Бирджа–Хопфилда в протонных полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 6. С. 109–116. 1995.
- Кириллов А.С. Синглетный молекулярный азот в авроральной ионосфере и в условиях лабораторного разряда. // Журн. технической физики. Т. 81. № 12. С. 39–45. 2011а.
- Кириллов А.С. Расчет коэффициентов скоростей гашения электронно-возбужденного синглетного молекулярного азота. // Журн. технической физики. Т. 81. № 12. С. 34–38. 2011б.
- Кириллов А.С., Белуховский В.Б. Свечение полос молекулярного азота в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 1. С. 93–98. 2020.
- Кириллов А.С., Ягодкина О.И., Иванов В.Е., Воробьев В.Г. Механизмы возбуждения 1PG системы N<sub>2</sub> в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 27. № 3. С. 419–427. 1987.
- Коновалов В.П. Деградационный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // Журн. технической физики. Т. 63. № 3. С. 23–33. 1993.
- Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградационные спектры электронов в газах // Химия плазмы. Т. 14. С. 194–227. 1987.
- Криволицкий А.А., Реннев А.И. Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М.: ГЕОС. 382 с. 2009.
- Криволицкий А.А., Реннев А.И. Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу Земли // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 52. № 6. С. 723–754. 2012.
- Artamonov A.A., Mishev A.L., Usoskin I.G. Atmospheric ionization induced by precipitating electrons: Comparison of CRAC:EPH model with a parametrization model // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 149. P. 161–166. 2016.
- Budzien S.A., Feldman P.D., Conway R.R. Observations of the far ultraviolet airglow by the Ultraviolet Limb Imaging experiment on STS-39 // J. Geophys. Res. V. 99. № A12. P. 23275–23287. 1994.
- Cartwright D.C. Vibrational populations of excited states of N<sub>2</sub> under auroral conditions // J. Geophys. Res. V. 83. № A2. P. 517–531. 1978.
- Casassa M.P., Golde M.P. Vacuum UV emission by electronically-excited N<sub>2</sub>: The radiative lifetime of the N<sub>2</sub>( $a^1\Sigma_u^-$ ) state // Chem. Phys. Lett. V. 60. № 2. P. 281–285. 1979.
- Dashkevich Z.V., Sergienko T.I., Ivanov V.E. The Lyman–Birge–Hopfield bands in aurora // Planet. Space Sci. V. 41. № 1. P. 81–87. 1993.
- Eastes R.W., Dentamaro A.V. Collision-induced transitions between the  $a^1\Pi_g$ ,  $a^1\Sigma_u^-$ , and  $w^1\Delta_u$  states of N<sub>2</sub>: Can they affect auroral N<sub>2</sub> Lyman–Birge–Hopfield band emissions? // J. Geophys. Res. V. 101. № A12. P. 26931–26940. 1996.
- Eastes R.W., Sharp W.E. Rocket-borne spectroscopic measurements in the ultraviolet aurora: The Lyman–Birge–Hopfield bands // J. Geophys. Res. V. 92. № A9. P. 10095–10100. 1987.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck–Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. V. 21. № 5. P. 1005–1107. 1992.
- Ishimoto M., Meng C.-I., Romick G.J., Huffman R.E. Auroral electron energy and flux from molecular nitrogen ultraviolet emissions observed by the S3-4 satellite // J. Geophys. Res. V. 93. № A9. P. 9854–9866. 1988.
- Kirillov A.S. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> molecules // J. Quan. Spec. Rad. Tran. V. 112. № 13. P. 2164–2174. 2011.
- Kirillov A.S. Influence of electronically excited N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> on vibrational kinetics of these molecules in the lower thermosphere and mesosphere during auroral electron precipitation // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 81–82. P. 9–19. 2012.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of N<sub>2</sub> triplet electronic states in the upper and middle atmosphere during relativistic electron precipitations // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 13. P. 7734–7743. 2019.
- Makhmutov V., Bazilevskaya G., Stozhkov Y., Svirzhevskaya A., Svirzhevsky N. Catalogue of electron precipitation events as observed in the long-duration cosmic ray balloon

- experiment // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 149. P. 258–276. 2016.
- *Meier R.R., Conway R.R., Feldman P.D., Strickland D.J., Gentieu E.P.* Analysis of nitrogen and oxygen far ultraviolet auroral emissions // *J. Geophys. Res.* V. 87. № A4. P. 2444–2452. 1982.
- *Mironova I., Aplin K., Arnold F., Bazilevskaya G., Harrison R., Krivolutsky A., Nicoll K., Rozanov E., Turunen E., Usoskin I.* Energetic particle influence on the Earth's atmosphere // *Space Sci Rev.* V. 194. № 1–4. P. 1–96. 2015.
- *Morrison M.D., Bowers C.W., Feldman P.D., Meier R.R.* The EUV dayglow at high spectral resolution // *J. Geophys. Res.* V. 95. № A4. P. 4113–4127. 1990.
- *Torr M.R., Torr D.G., Chang T., Richards P., Germany G.* N<sub>2</sub> Lyman-Birge-Hopfield dayglow from ATLAS 1 // *J. Geophys. Res.* V. 99. № A11. P. 21397–21407. 1994.
- *Turunen E., Verronen P.T., Seppälä A., Rodger C.J., Clilverd M.A., Tamminen J., Enell C.-F., Ulich T.* Impact of different energies of precipitating particles on NO<sub>x</sub> generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 71. № 10–11. P. 1176–1189. 2009.
- *Van der Kamp A.B., Siebbeles L.D.A., Van der Zande W.J., Cosby P.C.* Evidence for predissociation of N<sub>2</sub> a<sup>1</sup>Π<sub>g</sub> (v ≥ 7) by direct coupling to the A'<sup>5</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> state // *J. Chem. Phys.* V. 101. № 11. P. 9271–9279. 1994.