

УДК 551.521.3

ОЦЕНКА ИОНИЗАЦИОННОГО ЭФФЕКТА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ТОРОИДАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В РАЗРЕЖЕННОЙ АТМОСФЕРЕ

© 2019 г. Д. С. Моисеева^{2, *}, А. А. Моторин^{1, **}, Е. Л. Ступицкий^{1, 2, ***}

¹Институт автоматизации проектирования РАН (ИАП РАН), г. Москва, Россия

²Московский физико-технический университет (МФТИ), г. Москва, Россия

*e-mail: moiseevads@rambler.ru

**e-mail: vansp91@gmail.com

***e-mail: stup@bk.ru

Поступила в редакцию 21.09.2018 г.

После доработки 06.12.2018 г.

Принята к публикации 24.01.2019 г.

Ранее нами были выполнены подробные численные исследования начальной стадии формирования и движения тороидального плазменного сгустка после вылета из плазменной пушки, а также проведены предварительные расчеты его движения в сильно разреженном воздухе, когда взаимодействие плазмы сгустка и воздуха происходит в режиме взаимопроникновения. На основании полученных результатов выполнены оценки электронной концентрации и масштабов ионизированной области, образующейся при прохождении через разреженный воздух высокоскоростного тороидального плазменного сгустка. При распространении сгустка на высоте ~ 120 км на расстояние ~ 50 км ионизированная область с поперечными размерами ~ 20 км имеет электронную концентрацию $\sim 6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

DOI: 10.1134/S0016794019040114

1. ВВЕДЕНИЕ

В плазменных геофизических экспериментах в верхней атмосфере ($h \geq 100\text{--}120$ км) можно выделить три основных направления, существенно различающиеся самими источниками высокоскоростной плазмы. Это воздействие на верхнюю атмосферу жестким излучением и плазменным потоком высокой удельной энергии и массы ($E \sim 10^{15}$ Дж, $M \approx 10^6$ г) $E/M \approx 10^9$ Дж/г, образующихся при мощном ядерном взрыве. При этом скорость плазмы достигает $10^7\text{--}10^8$ см/с, а сама плазма взрыва и ионизация воздуха жестким излучением являются, при взрывах на $h \geq 200\text{--}300$ км, основными факторами, определяющими ионизацию самых верхних слоев атмосферы [Физика ядерного взрыва, 2009].

В настоящее время большое научное и прикладное значение приобретают эксперименты по исследованию околоземного космического пространства с помощью мощных плазменных струй, создаваемых специальным инжектором взрывного типа. Струйный генератор инжектирует пламенную струю с полной энергией примерно 5–6 МДж, которая образуется кумулятивным образом обычно из легко ионизируемого порошка алюминия (масса примерно 30 г, начальная тем-

пература $T_0 \approx 3$ эВ). Скорость плазмы $\sim 6 \times 10^5$ см/с, т.е. на два порядка меньше, чем при взрыве. Соответственно $E/M \approx 10^5$ Дж/г ниже на 4 порядка. Так как скорость плазмы невелика, то ее степень ионизации при разлете быстро падает и при $t \sim 10$ мс, $n_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ [Адушин и др., 1998; Гаврилов и др., 2003; Ступицкий, 2006].

Так как скорость плазмы играет важную роль при решении не только научных физических задач, но и прикладных вопросов, то в настоящее время значительное внимание уделяется исследованию плазменных пушек — импульсных плазменных генераторов с высокой удельной энергией, в которых ускорение плазмы осуществляется магнитным полем. При $M \approx 2$ мг и энерговкладе $\sim 0.3\text{--}3$ МДж, скорость плазмы, в зависимости от разряда, может достигать значений в диапазоне $\sim 10^7\text{--}10^8$ см/с.

2. МЕТОД ОЦЕНКИ ИОНИЗАЦИИ РАЗРЕЖЕННОГО ВОЗДУХА ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ РАЗРЕЖЕННЫМ ПЛАЗМЕННЫМ СГУСТКОМ

Определенный интерес представляет вопрос об ионизации и возбуждении воздуха на пути

прохождения тороидального плазменного сгустка (ТПС). Так как масса плазмы мала, то радиофизический эффект от самой плазмы, по-видимому, не играет существенной роли. Однако частицы плазмы, обладая скоростью из указанного диапазона, могут в разреженной ионосфере в режиме взаимопроникновения, пролетая значительные расстояния, ионизовывать и возбуждать молекулы воздуха в неупругих столкновениях.

В настоящее время пока не существует достаточно общих выражений, описывающих потери энергии частицами, как в области малых, так и в области больших энергий. Однако теоретический анализ дает основные качественные выводы о зависимости потерь энергии $\frac{dE}{dx}$ от скорости частиц [Готт, 1978].

При очень малых энергиях налетающих частиц — для протонов — это несколько десятков эВ — потери энергии в основном описываются упругими столкновениями с атомами мишени. В первом приближении потери не зависят от скорости частиц, однако более точное рассмотрение показывает, что упругие потери энергии все же зависят от скорости налетающей частицы, причем с увеличением скорости потери энергии сначала увеличиваются, достигая максимума при

$$v \sim \sqrt{z_1 z_2 e^2 (M_1 + M_2) (a_{\text{эф}} M_1 M_2)^{-1}},$$

а затем уменьшаются. Эта оценка согласуется с полуклассической моделью столкновений частиц работы [Ананьин и Ступицкий, 1981]: $v \sim 2 \times 10^6$ см/с.

Если энергия налетающей частицы превышает

$$E > 0.525 \left[\left(z_{1a}^{2/3} + z_{2a}^{2/3} \right) \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right]^2 \approx 40 \text{ кэВ} = 40 \text{ эВ},$$

где $\frac{M_1}{M_1 + M_2} = \frac{1}{1+16} = 0.058$; $z_{1a}^{2/3} + z_{2a}^{2/3} = 1 + 7.2^{2/3} = 4.75$, то потери энергии в основном определяются неупругими столкновениями [Готт, 1978]. В этом случае при скоростях налетающих частиц, меньших 2×10^8 см/с, потери энергии пропорциональны скорости. При дальнейшем увеличении скорости увеличивается роль возбуждения и ионизации атомов среды и потери энергии становятся максимальными (для протонов — при E в несколько сот кэВ), а затем уменьшаются, переходя в ионизационные потери (для протонов при $E > 2$ мэВ).

В работе [Фирсов, 1959] получено приближенное выражение для эффективного сечения ионизации частиц при столкновении в зависимости от скорости налетающей частицы u :

$$\sigma = \sigma_0 \left[\left(\frac{u}{u_*} \right)^{1/5} - 1 \right], \quad (1)$$

$$\sigma_0 = \frac{32.7 \times 10^{-16}}{(z_{1a} + z_{2a})^{2/3}}, \quad (2)$$

$$u_* = \frac{23.3 E_i \times 10^6}{(z_{1a} + z_{2a})^{5/3}} \approx 9.4 \times 10^6, \quad (3)$$

где σ_0 — см²; z_{1a}, z_{2a} — заряды ядер; $E_i = \min(I_1, I_2)$ — минимальный потенциал сталкивающихся частиц, эВ; u_* — см/с.

По Фирсову, энергия, затраченная атомом при каждом столкновении с прицельным параметром ρ , равна

$$\Delta E = \frac{0.35 (z_{1a} + z_{2a})^{5/3} \hbar u}{a_0 \left[1 + 0.16 (z_{1a} + z_{2a})^{1/3} \rho / a_0 \right]^5}, \quad (4)$$

где $\hbar = 1.054 \times 10^{-27}$ эрг с; $a_0 = 0.529 \times 10^{-8}$ см.

Формула (4) справедлива для больших ρ и для атомов, заряды ядер которых различаются не более чем в четыре раза. Так как она не применима для случая $\rho \rightarrow 0$, то строго говоря, вычислить потери энергии на единицу длины пути не представляется возможным [Готт, 1978].

Результаты, полученные Фирсовым, применимы в области малых энергий столкновений ($u < z_{1a}^{2/3} v_0$, где $v_0 = 2.2 \times 10^8$ см/с). Если $n_{\text{ф}}$ — концентрация частиц фонового газа, то изменение энергии ионизирующей частицы:

$$\frac{1}{n_{\text{ф}}} \frac{dE}{dx} = - \int \Delta E d\sigma. \quad (5)$$

Так как в данной работе рассматривается ионизирующее действие высокоскоростных протонов при их распространении в разреженной верхней атмосфере [Баннов и др., 2019], то за время их распространения до торможения (~ 0.04 с) образующаяся электронная концентрация не успеет заметно измениться за счет рекомбинации. Поэтому в каждой точке на расстоянии от генератора тороидального плазменного сгустка электронная концентрация быстро нарастает

$$\frac{dn_e}{dt} = \left| \frac{dE}{dx} \right| n_p(x) \frac{u(x)}{W_e} = \dot{N}. \quad (6)$$

И за время пролета ТПС в заданной точке

$$\tau_i = \frac{2a(x)}{u(x)}, \quad (7)$$

ее величина будет равна $n_e(x) = \dot{N}(x) \tau_i(x)$. Здесь $W_e = 33$ эВ — средняя энергия, требуемая для об-

Таблица 1. Функции потерь энергии

u , см/с	F_3 , (эВ см ²)/атом	F_a	$F_{\phi 1}$	$F_{\phi 2}$	F_H
2.5×10^7	$\approx 10^{-15}$	1.6×10^{-15}	1.1×10^{-15}	0.77×10^{-15}	
5×10^7	2.3×10^{-15}	3.2×10^{-15}	4.1×10^{-15}	3.3×10^{-15}	
10^8	6.4×10^{-15}	6.4×10^{-15}	9.4×10^{-15}	9.9×10^{-15}	
2×10^8	13×10^{-15}	13×10^{-15}	18×10^{-15}	25×10^{-15}	
4×10^8	17×10^{-15}	16×10^{-15}	38×10^{-15}	59×10^{-15}	12.8×10^{-15}
6×10^8	15×10^{-15}	14×10^{-15}			6.7×10^{-15}
10^9	8×10^{-15}	8.6×10^{-15}			5.8×10^{-15}
2×10^9	3×10^{-15}	3.3×10^{-15}			2.6×10^{-15}
3×10^9	1.8×10^{-15}	1.8×10^{-15}			1.8×10^{-15}

Таблица 2. Параметры атмосферы

h , км	109	115	135	190	290	420
n_ϕ , см ⁻³	10^{13}	10^{12}	10^{11}	10^{10}	10^9	10^8
$n_{\text{эф}}$, см ⁻³	8×10^4	1.3×10^5	1.9×10^5	4.5×10^5	1.5×10^6	1.4×10^6

разования одной электрон-ионной пары; $n_p(x)$ — концентрация протонов в ТПС:

$$n_p(x) = \frac{N_p}{2\pi^2 R(x) a(x)}, \quad (8)$$

где N_p — общее количество протонов в ТПС (для рассматриваемой задачи использовалось значение $N_p = 1.31 \times 10^{21}$); $R(x)$, $a(x)$ — радиусы торонового кольца и поперечного сечения тора. Расчеты показали [Баннов и др., 2019], что на расстоянии больше нескольких метров можно полагать

$$R(t) = R_0(1 + t/\tau_0), \quad a(t) = a_0(1 + t/\tau_0), \quad (9)$$

где $R_0 = 6.5$ см; $a_0 = 3.5$ см; $\tau_0 = 0.69 \times 10^{-6}$ с.

Таким образом после пролета ТПС, на расстоянии X от пушки

$$N \dot{\tau}_i = n_p n_\phi u \frac{F}{W_e} \frac{2a}{u} = \frac{N_p}{\pi^2 R a} \frac{F}{W_e},$$

и соответственно

$$n_e(x) = \frac{N_p}{\pi^2 R(x) a(x)} \frac{F}{W_e}, \quad (10)$$

где $F(x) = \left| \frac{1}{n_\phi} \frac{dE}{dx} \right|$.

Так как при столкновении протонов с атомами (в основном кислорода) происходит как элек-

тронные возбуждения, так и ионизация частиц, то полагая в (5) $\Delta E = W_e$ и подставляя сечение из (1), получаем

$$F_{\phi 1} = W_e \sigma(u) = 26.2 \times 10^{-15} \left[(u/u_*)^{1/5} - 1 \right]^2,$$

где $F_{\phi 1}$ — (эВ см²)/атом.

Если подставить в (5) ΔE из (4) и проинтегрировать по ρ :

$$F_{\phi 2} = \int_0^{\rho_m} \Delta E(\rho) 2\pi \rho d\rho,$$

где ρ_m определяется из условия $\Delta E(\rho_m) = I \approx 13.6$ эВ, то получим

$$F_{\phi 2} = 2.04 \times 10^{-22} u \left[1 - \frac{4(u/u_*)^{1/5} - 3}{(u/u_*)^{4/5}} \right],$$

где $F_{\phi 2}$ — (эВ см²)/атом, u — см/с.

Если скорость налетающей частицы существенно превосходит скорость любого электрона атома мишени, то неупругие потери энергии описываются формулой Бете—Блоха [Готт, 1978].

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi z_{ia}^2 e^4 z_{2a}}{m_e u^2} n_\phi \ln \left(\frac{2m_e u^2}{\bar{I}} \right),$$

где для воздуха $\bar{I} = 13.6 z_{2a} \approx 98$ эВ. Эта формула получена в приближении непрерывной потери

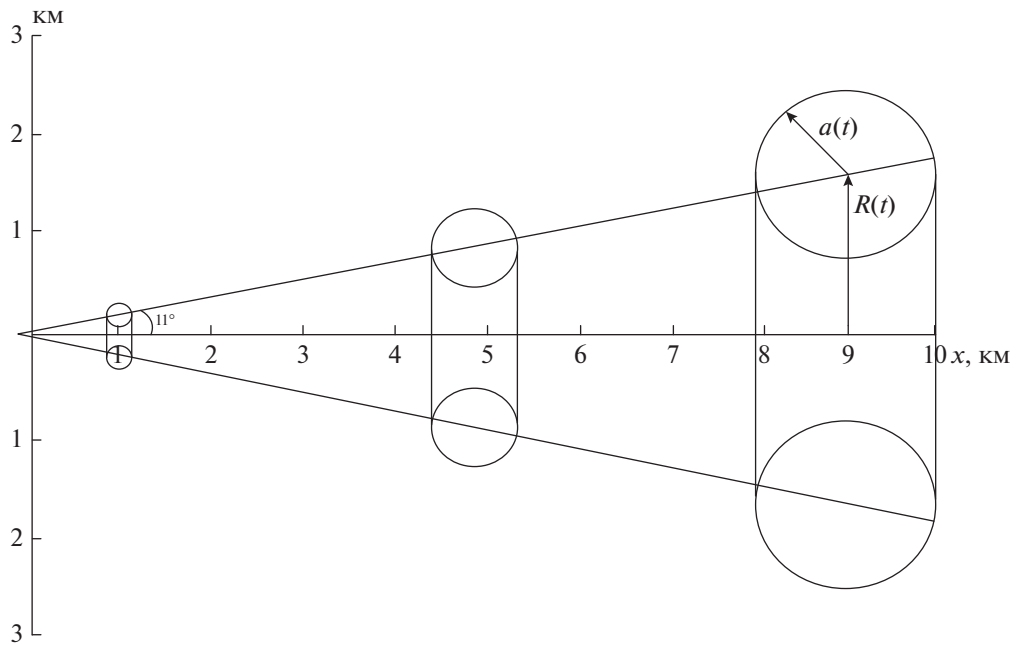


Рис. 1. Изменение геометрических размеров и положения ТПС во времени.

энергии. Из выражения для кулоновского логарифма следует, что

$$L = \ln\left(\frac{2m_e u^2}{\bar{I}}\right) > 0 \text{ при } u > 2.9 \times 10^8 \text{ см/с.}$$

Для функции F получается

$$F_n = \left| \frac{1}{n_\phi} \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi z_{1a}^2 e^4 z_{2a} L}{m_e u^2}.$$

В работе [Готт, 1978] приведены экспериментальные данные для функции $F(u)$ для прохождения протонов через атомарный кислород. В таблице 1 приведены эти значения и расчеты функции $F_{1\phi}, F_{2\phi}, F_n$ для диапазонов скоростей, где они имеют физический смысл. Приведены также значения функции F_a , аппроксимирующей экспериментальные данные. Она имеет вид:

$$F_a = \frac{3.5\bar{u}}{0.01\bar{u}^{2.55} + 0.54} 10^{-15},$$

где F_a – (эВ см²)/атом, $\bar{u} = u/10^8$; u – см/с.

Таким образом, приближение Фирсова дает приемлемые результаты для оценок ионизационных потерь при $u \lesssim 2 \times 10^8$ см/с, и наоборот, при больших скоростях можно использовать приближение Бете–Блоха.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Используя описанные выше приближения были выполнены расчеты ионизационного эффекта в разреженной атмосфере при распространении в ней разреженного плазменного потока. Так как ионизация определяет радиофизическую обстановку в области распространения ТПС, то ясно, что основными практически важными параметрами возмущенной области являются: уровень электронной концентрации, масштабы ионизованной области и время ее существования. Для наглядности в табл. 2 приведены концентрации частиц и электронов в естественной атмосфере, для которых производился расчет, и соответствующие им высоты.

Скорость менялась в диапазоне, указанном в табл. 1, однако имея в виду, что реально достижимые скорости в имеющихся плазменных пушках не выходят выше диапазона 4×10^7 – 4×10^8 см/с, то здесь приведены результаты, полученные для этих двух границ скоростей.

На рисунке 1 показано примерное изменение общей структуры и масштабов ТПС по мере его движения в направлении вылета из пушки. Как показано в работе [Баннов и др., 2019] при определенных условиях тор может превращаться в “блин”, однако геометрия образующейся ионизированной области в общих случаях будет оставаться близкой к конической форме, поэтому в выполненных оценках ионизации полость конуса не учитывалась.

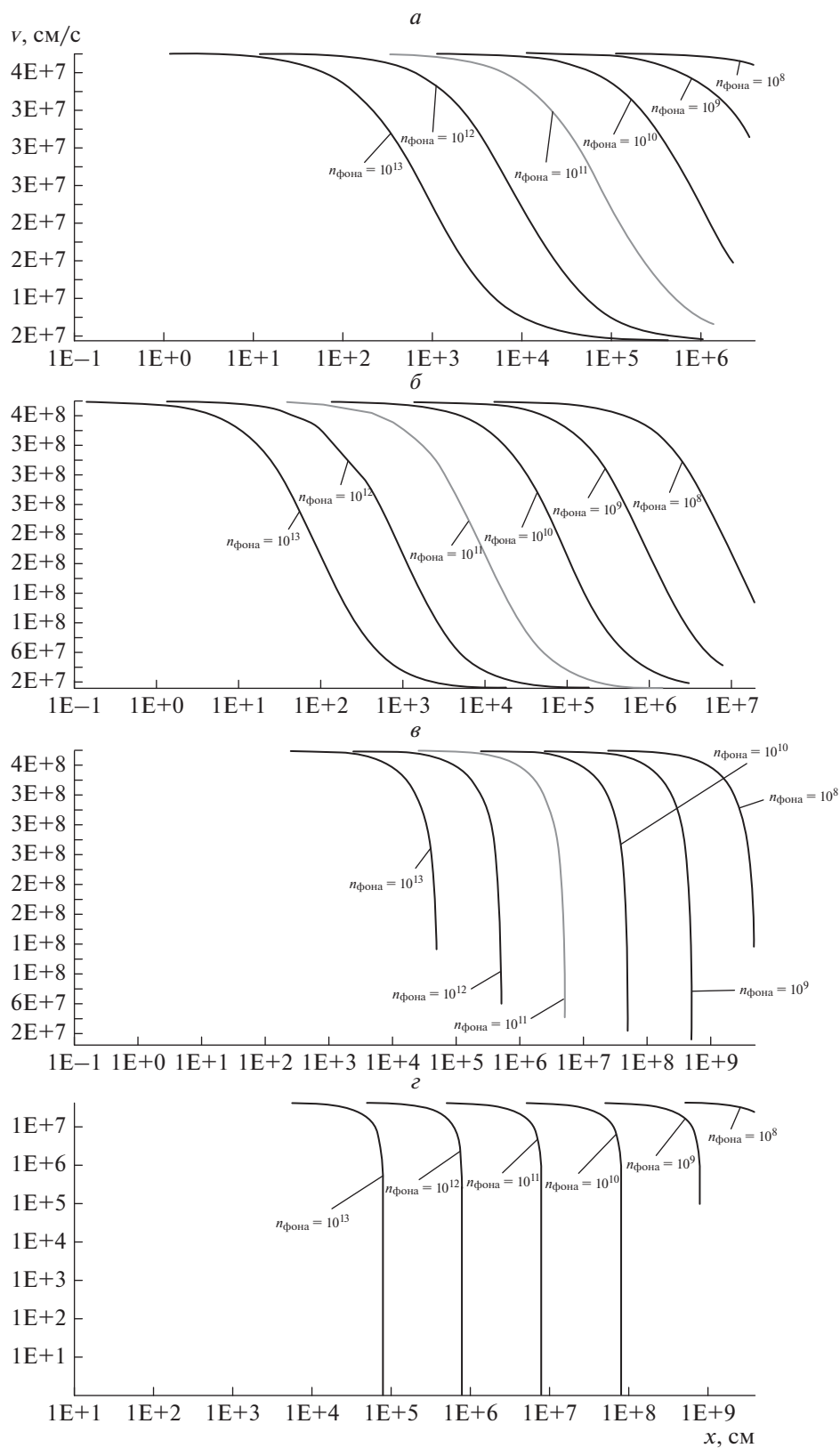


Рис. 2. Зависимость скорости движения ТПС от v_0 и $n_{\text{фона}}$, выполненных в различных приближениях: *a* – $v_0 = 4 \times 10^7$ см/с, модель $F_{\Phi 1}$; *б* – $v_0 = 4 \times 10^8$ см/с, модель $F_{\Phi 1}$; *в* – $v_0 = 4 \times 10^8$ см/с, модель F_H ; *г* – $v_0 = 4 \times 10^7$ см/с, модель F_a .

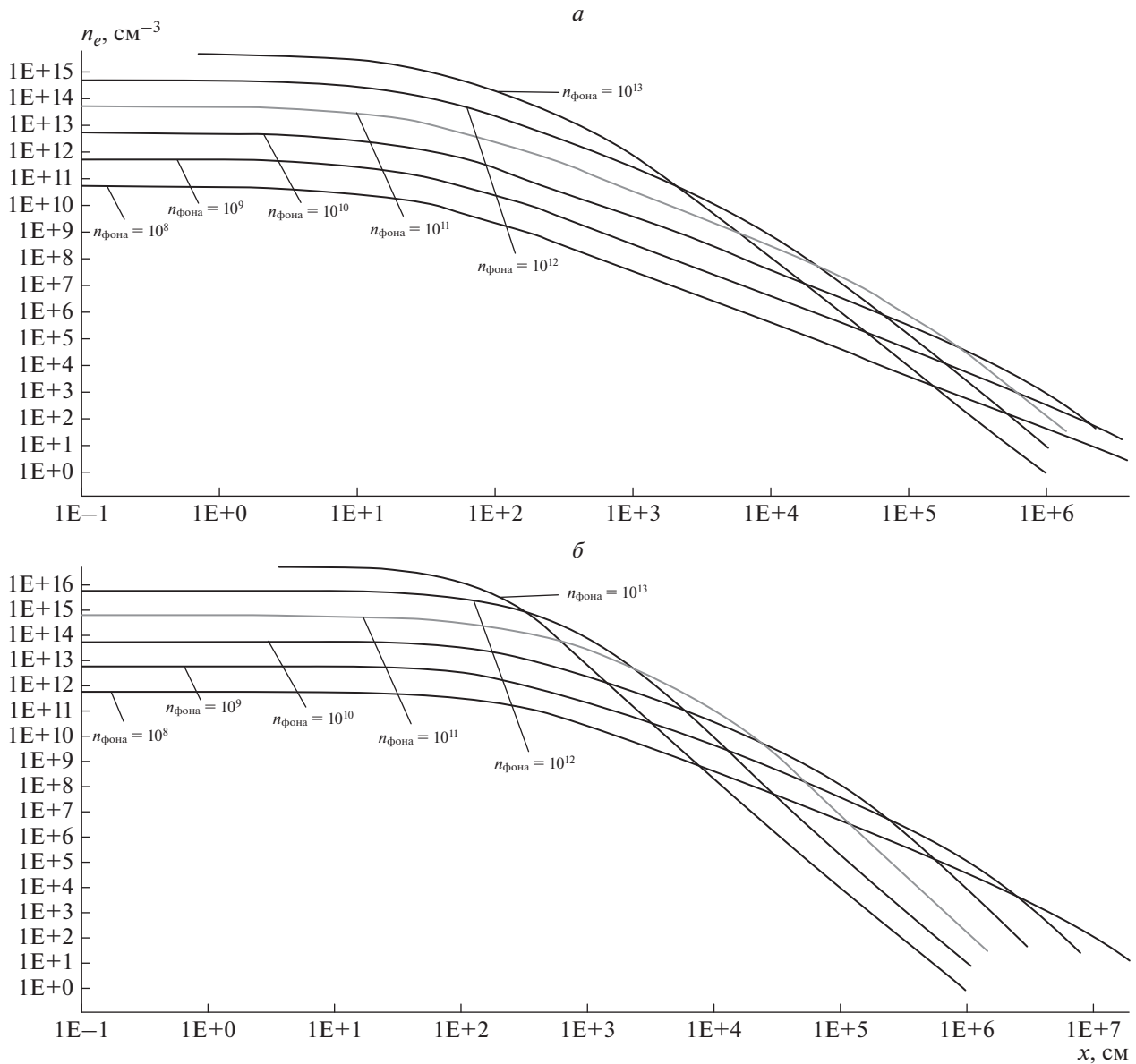


Рис. 3. Зависимость n_e от расстояния до источника ТПС для $F_{\phi 1}$: а – $v_0 = 4 \times 10^7$ см/с; б – $v_0 = 4 \times 10^8$ см/с.

На рисунке 2а, 2б, 2в, 2г приведены зависимости скорости движения ТПС для различных v_0 и n_{ϕ} , выполненных в различных приближениях (различные функции F). Как и следовало ожидать для приближения Бете–Блоха (F_H) и соответственно для F_a наблюдается резкий спад скорости при ее уменьшении по сравнению с теми приближениями, которые ориентированы на нижний диапазон скоростей ($F_{\phi 1}, F_{\phi 2}$). Соответственно ведет себя электронная концентрация (рис. 3а, 3б; рис. 4а, 4б). С ростом v_0 масштабы области нелинейно возрастают. Наибольший рост для $n_e = 10^7$ см $^{-3}$ наблюдается на высоте 190 км и со-

ставляет ≈ 15 км. Для очень больших скоростей ($v_0 = 10^9$ см/с, $\epsilon_{кин} \cong 800$ кэВ; рис. 4в) даже на $h = 140$ км протяженность ионизированной области достигает 400 км.

На рисунках 5, 6 показаны пространственные масштабы электронных концентраций и соответствующих им критических частотах $f = 9 \times 10^3 \sqrt{n_e}$, где f – Гц; n_e – см $^{-3}$.

В работе не приведены подробные расчеты временного поведения $n_e(h, t)$. Однако известно из [Физика ядерного взрыва, 2009], что на $h > 150$ км спад n_e происходит очень медленно и

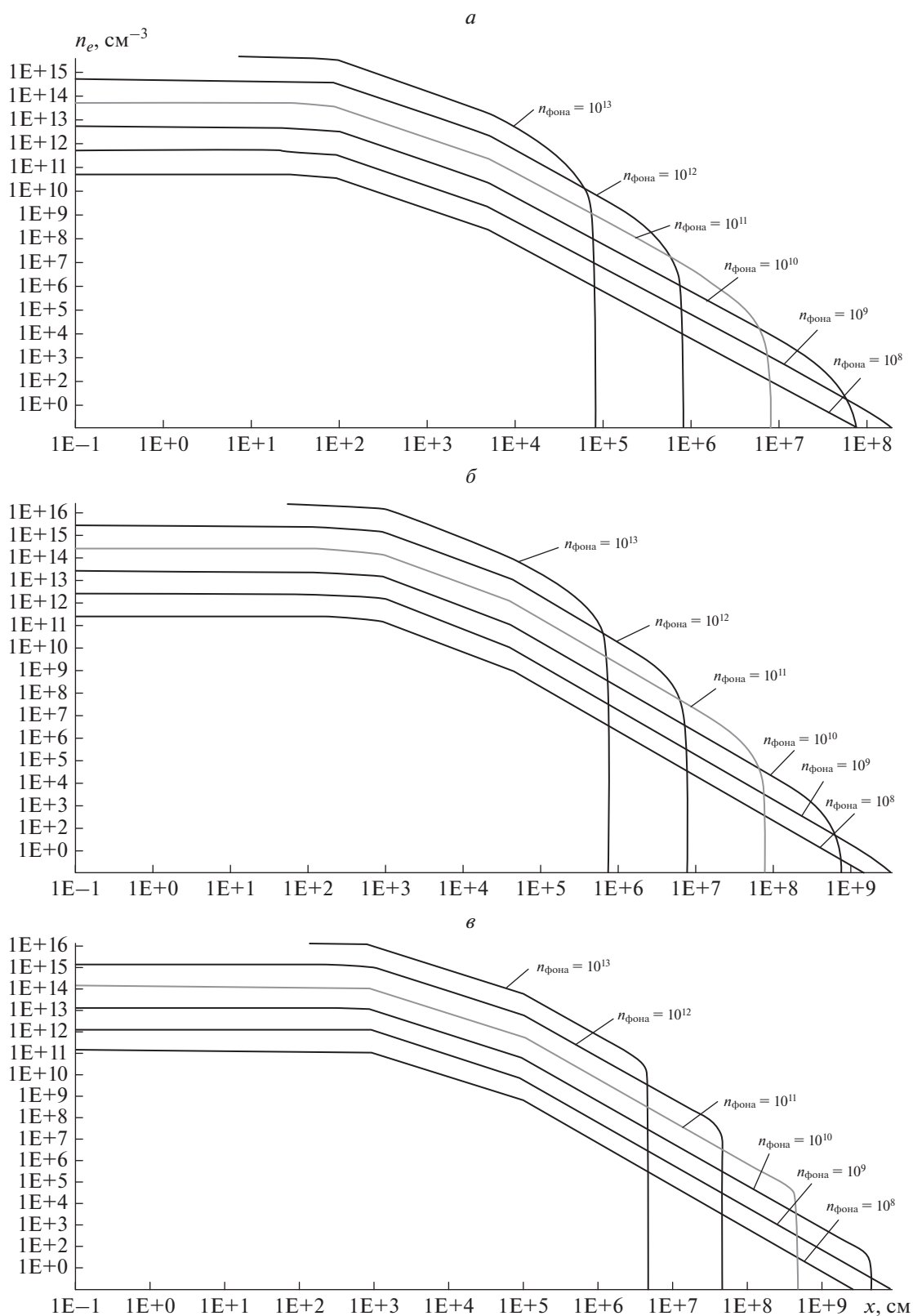


Рис. 4. Зависимость n_e от расстояния до источника ТПС для F_a : *a* – $v_0 = 5 \times 10^7$ см/с; *б* – $v_0 = 4 \times 10^8$ см/с, модель F_a ; *в* – $v_0 = 1 \times 10^9$ см/с.

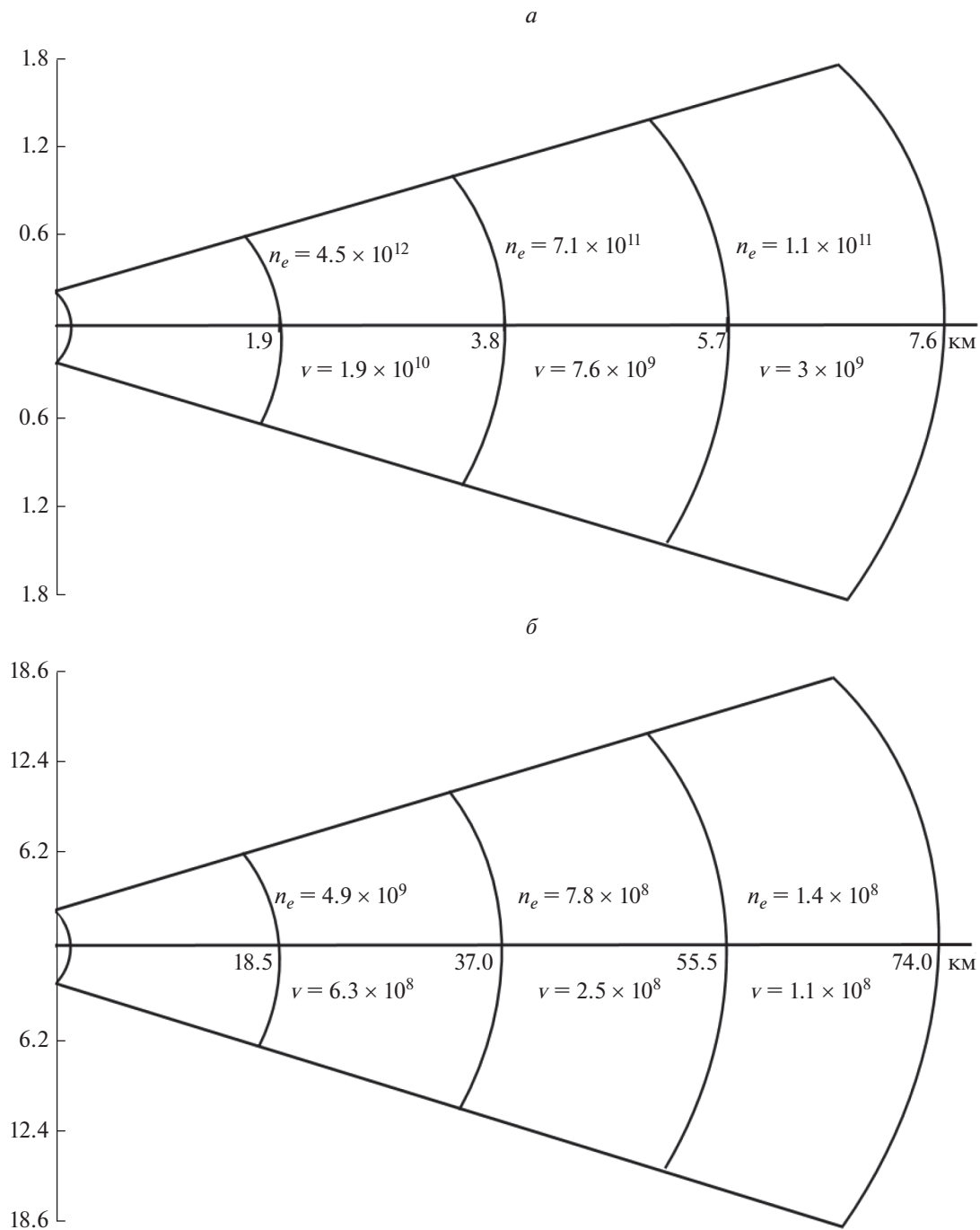


Рис. 5. Пространственная структура зоны ионизации для $n_\phi = 10^{13}$ (а) и $n_\phi = 10^{12}$ (б) при $v = 7.5 \times 10^7 - 4 \times 10^8$ см/с.

составляет сотни секунд, т.е. значительно больше, чем характерное время движения космических аппаратов. При необходимости решения конкретных практических задач, можно использовать достаточно подробную методику решения задач кинетики, изложенную в работе [Ступицкий и Репин, 2002].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что плазменные пушки даже не очень высокой мощности могут не только приводить к функциональному поражению стеклозащитных покрытий [Баннов и др., 2019], но и создавать радиофизиче-

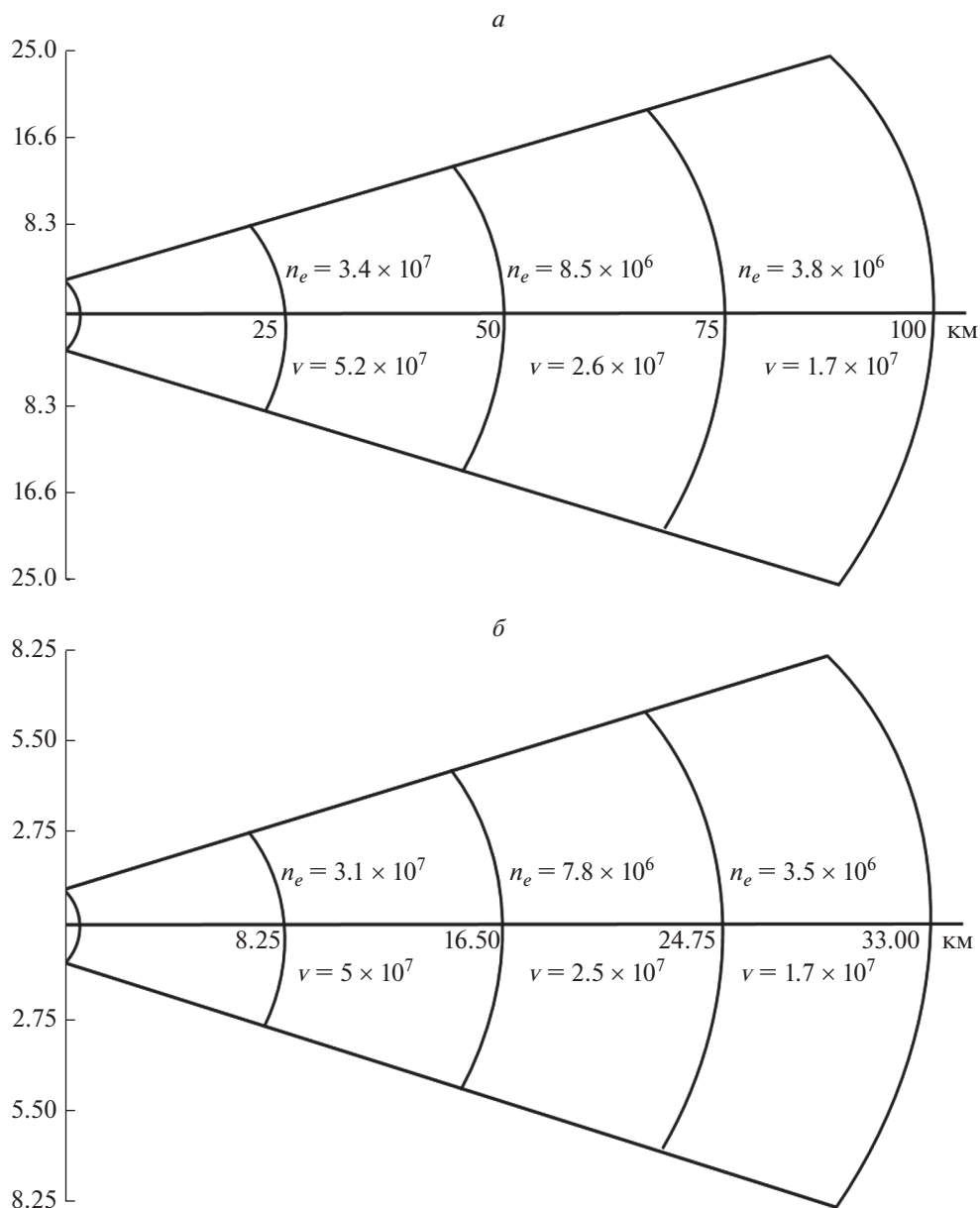


Рис. 6. Пространственная структура зоны ионизации для $n_\phi = 10^{10}$ (а) и $n_\phi = 10^9$ (б) при $\nu = 7.5 \times 10^7 - 4 \times 10^8$ см/с.

ские помехи для работы радио- и локационных средств, использующихся мегагерцовый диапазон длин волн.

Дальнейшие исследования позволят определить оптимальные параметры ТПС для этих обоих видов функционального поражения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушин В.В., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И. и др. Активные эксперименты “Флаккус 1,2” // ДАН. Т. 361. № 6. С. 818–821. 1998.
- Ананьин О.Б., Ступицкий Е.Л. О потере энергии ионами, проходящими через плазму // Физика плазмы. Т.7. № 6. С. 1382–1390. 1981.
- Баннов С.Г., Житлухин А.М., Моторин А.А. и др. Динамика плазменного сгустка на начальной и последующей стадии движения в разреженном газе // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 3. С. 00–00. 2019.
- Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Менг Ч.-И. и др. Движение плазменной струи поперек геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте “North Star” // Космич. исслед. Т. 41. № 1. С. 33–44. 2003.

- *Готт Ю.В.* Взаимодействия частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат. 272 с. 1978.
- *Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Методология исследования кинетики ионизационно-химических и оптических возмущений в атмосфере на основе численного моделирования // Научно-методические материалы. ЦФТИ МО РФ. 2002.
- *Ступицкий Е.Л.* Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. М.: Физматлит. 280 с. 2006.
- *Физика ядерного взрыва.* М.: Физматлит. Т. 1. 829 с. 2009.
- *Фирсов О.Б.* Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях // ЖЭТФ. Т. 36. С. 1517–1522. 1959.