

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА АЛЮМИНИЕВОЙ СТРУИ В АГРЭ С УЧЕТОМ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

М.Ю. Кузьмичева

ИДГ РАН

Представлены результаты моделирования неравновесной ионизации в алюминиевой плазме струи взрывного генератора, инжектируемой в ионосферу в ходе активных геофизических экспериментов. Показано достижение состояния «закалки» степени ионизации, обсуждается применимость полученных результатов для различных сценариев инъекции.

DOI

Введение

Одним из возможных методов изучения физических процессов в ионосфере и магнитосфере являются активные геофизические ракетные эксперименты (АГРЭ), в ходе которых осуществляется воздействие на среду некоторого калиброванного источника возмущения. Для интерпретации регистрируемых явлений необходимо правильно оценивать параметры используемого источника, его эволюцию и взаимодействие с фоновой средой.

На первом этапе АГРЭ инъекция плазмы осуществлялась на высоте 150 км, масса алюминиевой плазмы составляла 15 г, энергия равнялась 3 МДж. В дальнейших экспериментах предполагалось увеличить массу и энергию выпускаемой плазмы. В эксперименте алюминиевая плазма с начальными размерами в несколько сантиметров и средней скоростью 30–40 км/с разлетается на несколько километров [Адушкин и др., 1993]. Традиционные модели состояния плазмы – приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР), корональное равновесие (КР), описывающие стационарную плазму, оказываются неподходящими для моделирования состояния плазмы с быстро меняющимися параметрами. В этом случае при рассмотрении газодинамического движения необходимо учитывать отклонение концентраций ионов как в основных, так и в возбужденных состояниях от стационарных значений.

Метод исследования

Моделирование разлета плазменной струи проводилось с помощью решения системы одномерных газодинамических уравнений (1), записанных в лагранжевых координатах для случая сферической симметрии. Сравнение результатов двумерных расчетов и одномерных показали, что для осевой части струи в одномерном расчете получаются значения параметров, близкие к тем, что получены в двумерном расчете. Так как решается задача с учетом отклонения состояния плазмы от

термодинамического равновесия, то уравнения энергии записываются для ионов и свободных электронов. В системе уравнений учитываются различие электронной и ионной температур, обмен энергией электронов и ионов в упругих соударениях, электронная теплопроводность, изменение энергии свободных электронов в неупругих электрон-ионных взаимодействиях (следуя работе [Гудзенко, Яковленко, 1978]).

$$\begin{aligned}
\frac{\partial r}{\partial t} &= u; \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{r^{\nu-1} \partial p}{\partial m} \\
\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} &= \frac{\partial(u \cdot r^{\nu-1})}{\partial m}; \quad \frac{\partial e_i}{\partial t} + p_i \cdot \frac{\partial(u \cdot r^{\nu-1})}{\partial m} = \frac{Q_\Delta}{\rho}, \\
\frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \cdot \frac{\partial(u \cdot r^{\nu-1})}{\partial m} + \frac{\partial(q \cdot r^{\nu-1})}{\partial m} &= -\frac{Q_\Delta}{\rho} + \frac{Q_{nc}}{\rho}; \\
q &= -\rho \cdot \lambda_e \cdot r^{\nu-1} \cdot \frac{\partial T_e}{\partial m}; \\
p &= p_i + p_e; \quad N_i = \rho/m_{ion}; \quad p_i = N_i \cdot T_i; \quad e_i = 1.5 \cdot \frac{p_i}{\rho}; \\
p_e &= N_e \cdot T_e = \bar{z} \cdot \frac{\rho \cdot T_e}{m_{ion}}; \quad e_e = 1.5 \cdot \frac{N_e \cdot T_e}{\rho}; \quad \nu = 3
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь m – лагранжева координата, $u, r, \rho, p_e, p_i, T_e, T_i$ – скорость, эйлерова координата, плотность, электронные и ионные давления и температуры, соответственно, e_e и e_i – энергии свободных электронов и ионов, рассчитанные на единицу массы, N_e и N_i – электронная и ионная концентрации, \bar{z} – средний заряд иона, m_{ion} – масса иона, λ_e – коэффициент электронной теплопроводности, q – поток тепла, переносимый электронами. В правые части уравнений для электронной и ионной энергий входят различные источники энерговыделения: Q_Δ – изменение энергии при упругом электрон-ионном обмене и Q_{nc} – изменение энергии свободных электронов в неупругих электрон-ионных взаимодействиях. Изменение энергии при упругом электрон-ионном обмене записывается в виде:

$$Q_\Delta = \frac{3m_e \cdot N_e}{m_{ion} \cdot \tau_{ei}} \cdot (T_e - T_i), \tag{2}$$

где τ_{ei} – характерное время электрон-ионных соударений, m_e – масса электрона. В качестве неупругих процессов, ведущих к изменению энергии свободных электронов, учитывались тройная рекомбинация, фоторекомбинация, диэлектронная рекомбинация, ионизация электронным ударом. При таком подходе требуется одновременно с газодинамическими уравнениями решать систему обычных дифференциальных уравнений (3) для относительных заселенностей основных состояний ионов:

$$\frac{\partial \alpha_z}{\partial t} = \left\{ \begin{aligned} &Wrec^{z+1} - Wion^z, z = 1 \\ &Wrec^{z+1} - Wion^z - Wrec^z + Wion^{z-1}, 1 < z < z_f \\ &-Wrec^z + Wion^{z-1}, z = z_f = 3 \end{aligned} \right\}; \tag{3}$$

$$\sum_z \alpha^z = 1; W_{ion}^z = k_i^z \cdot N_e \cdot \alpha^z; W_{rec}^z = k_{rec}^z \cdot N_e \cdot N_e \cdot \alpha^{z+1};$$

$$\bar{z} = \sum_z (z-1) \cdot \alpha^z; N_e = \bar{z} \cdot N_i.$$

Здесь α^z – концентрация иона со спектроскопическим символом z и кратностью $z-1$, приведенная к полной ионной концентрации N_i , W_{rec} и W_{ion} – рекомбинационный и ионизационный потоки, k_i^z – радиационно-столкновительный коэффициент ионизации, k_{rec}^z – радиационно-столкновительный коэффициент рекомбинации.

Результаты моделирования

1. Результаты моделирования ранней стадии разлета в приближении ЛТР.

Выбор начальных условий для неравновесной задачи основывался на проведенном ранее расчете инжекции высокотемпературной плазменной струи с массой 1000 г/град и распределением скорости по массе, полученном для генератора ВГПС-5, с плотностью 0.2 г/см³ и температурой 2 эВ в предположении ЛТР. При таком разлете за время $2 \cdot 10^{-4}$ с алюминиевая плазма расширяется до 10 м, в ней устанавливается температура 0.2–0.55 эВ и резко спадающий профиль плотности. Степень ионизации в струе устанавливается на уровне 0.03–0.5.

2. Результаты моделирования разлета с учетом отклонения от термодинамического равновесия. В соответствии с результатами моделирования в приближении ЛТР были выбраны начальные параметры для неравновесной задачи. В неравновесной задаче о разлете рассматривалась плазменная алюминиевая струя с массой 1000 г/град, скорость в струе росла почти линейно от 0 до 42 км/с, плотность спадала от 10^{-4} до 10^{-8} г/см³. В начальный момент времени электронная и ионная температура равны (1 эВ – вариант А, 0.5 эВ – вариант В), начальная степень ионизации задавалась равной 0.5.

На рис. 1 приведены распределения скорости по массе в моменты времени 0 и 10 мс, на рис. 2 представлены распределения плотности по массе в различные

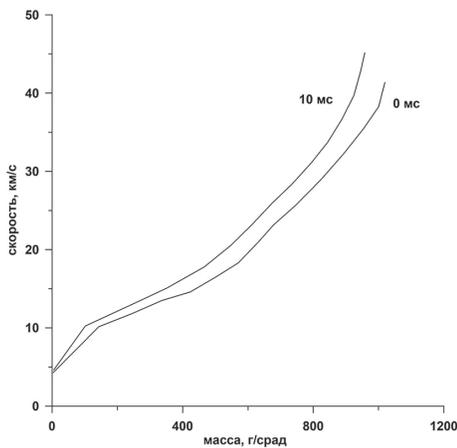


Рис. 1. Распределения скорости по массе в моменты времени 0 и 10 мс

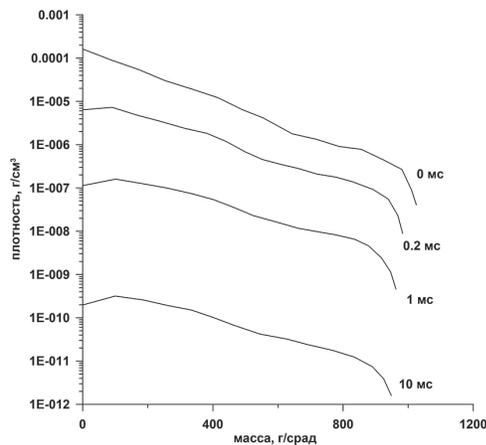


Рис. 2. Распределения плотности по массе в моменты времени 0, 0.2, 1, 10 мс

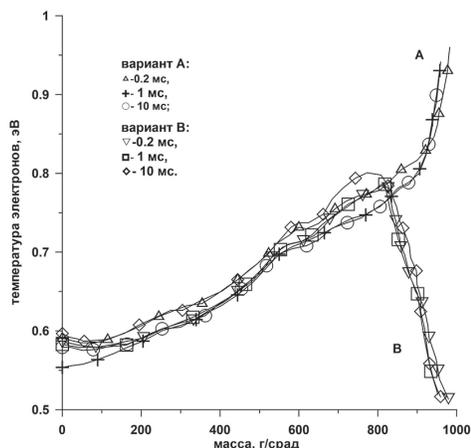


Рис. 3. Распределения температуры электронов по массе в различные моменты времени для вариантов А и В

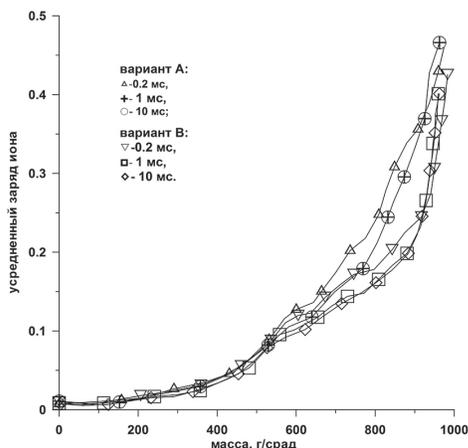


Рис. 4. Распределение среднего заряда иона по массе в различные моменты времени для вариантов А и В

моменты времени (0, 0.2, 1, 10 мс). Изменение скорости и плотности со временем почти не зависят от выбранной начальной электронной температуры, потому что в энергии струи преобладает кинетическая энергия. Различия в начальной электронной температуре приводят к различиям в среднем заряде иона и конечном распределении T_e . Профили электронной температуры и среднего заряда показаны на рисунках 3 и 4 для двух вариантов начальной температуры А и В для различных моментов времени.

Как видно из рисунков 1 и 2, за время 10 мс скорость струи немного выросла и сильно – до 10^{-12} – 10^{-10} г/см³ понизилась плотность. При этом образующееся уже к моменту времени 0.2 мс распределение электронной температуры и среднего заряда иона по массе в дальнейшем вплоть до 10 мс почти не изменяется (рис. 3, 4). Плазма струи частично рекомбинировала, на краю сохранилось практически начальное состояние по среднему заряду иона (обозначим его az) и электронной температуре. Наблюдается «закалка» степени ионизации: струя в диапазоне массы от 600 до 1000 г/град сохраняет средний заряд иона более 0.1. При разных начальных значениях электронной температуры конечные распределения в диапазоне массы струи от 0 до 600 г/град близки; T_e лежит в диапазоне 0.6–0.8 эВ, az – в диапазоне 0.01–0.15.

На рис. 5–7 приведены распределения электронной температуры, плотности, электронной концентрации в зависимости от расстояния вдоль оси струи (радиуса) в различные моменты времени (0, 0.2, 1, 10 мс).

К моменту времени 10 мс край струи достигает расстояния примерно 550 м, скорость сохраняет линейное распределение. Средний заряд иона az , превышающий 0.1, наблюдается на расстояниях от 250 до 550 м (это следует из рис. 3, 4, 5), электронные температуры в этой области составляют 0.7–1 эВ (вариант А) и 0.7–0.5 эВ (вариант В) (рис. 5). Область, где электронная концентрация превышает 10^{-10} /см³, простирается от 50 до 450 м. Средний заряд сохраняет значения выше 0.15 при плотности струи от 10^{-6} г/см³ и меньше (соответствует значению 600 г/град по массовой координате).

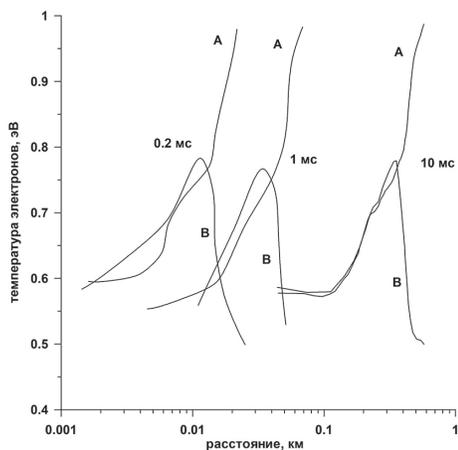


Рис. 5. Распределения электронной температуры по радиусу струи в моменты времени 0.2, 1, 10 мс для вариантов А и В

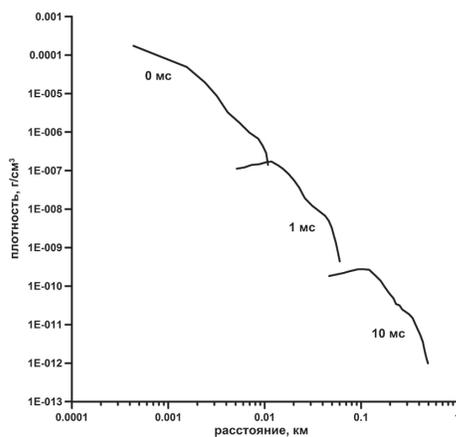
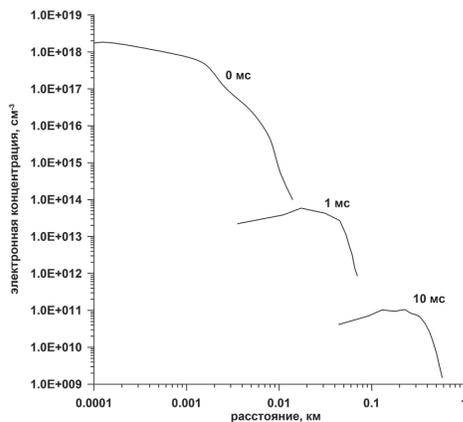


Рис. 6. Распределения плотности по радиусу струи в моменты времени 0, 1, 10 мс

Рис. 7. Распределения электронной концентрации по радиусу струи в моменты времени 0, 1, 10 мс



По результатам моделирования можно сделать вывод, что на переднем фронте струи (соответствует диапазону массы струи от 600 до 1000 г/срад) наблюдается закалка ионизационного состояния, область неравновесной ионизации занимает несколько сотен метров к моменту времени 10 мс от начала неравновесной стадии моделирования разлета. Величина «замороженной» степени ионизации зависит от параметров струи к моменту перехода разлета в неравновесную стадию.

Обсуждение результатов

1. Инерциальный разлет струи. В общем, скорость релаксации ионного состава определяется концентрацией, температурой электронов и начальным составом. Для лучшего понимания результатов моделирования и их применимости для других сценариев инъекции рассмотрим значения скоростей ионизационно-рекомбинационных и процессов обмена электронов и ионов. Зависимости от

температуры выглядят следующим образом для: а – коэффициента ионизации электронным ударом $c_i \sim \sqrt{bet} \cdot \exp(-bet)/(bet + hi)$, ($bet = ei/T_e$, hi – постоянная, ei – энергия ионизации); б – коэффициента фоторекомбинации ph : $ph \sim (bet)^{3/2}$; в – коэффициента трехчастичной рекомбинации t : $t \sim c_i \cdot \exp(bet)/T_e^{3/2}$; г – коэффициента диэлектронной рекомбинации $diel$ зависимость такая же, как для c_i .

Значения коэффициентов для температуры, полученной в расчете, представлены в табл. 1.

Таблица 1

T_e , эВ	c_i	ph	t	$diel$
2	6.41e-11	2.31e-13	2.1e-30	2.31e-11
1.5	2.83e-11	2.55e-13	2.37e-30	1.68e-11
1	9.35e-13	3.53e-13	3.56e-30	3.74e-12
0.5	4.3e-17	6.16e-13	7.18e-30	1.94e-14
0.3	8.8e-23	9.27e-13	1.2e-29	9.42e-18

В начале разлета плотность электронов лежит в диапазоне величин от 10^{18} до 10^{14} см^{-3} (рис. 7). Характерные времена изменения концентрации ионов за счет ионизации–рекомбинации определяются следующим образом как $(c_i \cdot N_e)^{-1}$, $(ph \cdot N_e)^{-1}$, $(t \cdot N_e \cdot N_e)^{-1}$, $(diel \cdot N_e)^{-1}$. При температуре ниже 0.5 эВ и концентрации электронов 10^{15} см^{-3} основным процессом, определяющим ионный состав, становится фоторекомбинация, время релаксации за счет фоторекомбинации сравнимо с временем разлета, происходит «закалка» ионного состава уже на ранней стадии разлета. К моменту времени 10 мс концентрация электронов падает до значений 10^{11} – 10^9 см^{-3} (рис. 7), ионный состав «замораживается».

Упругие соударения электронов и ионов влияют на температуру электронов, тем самым влияя на ионный состав струи. Характерные для данной задачи времена электронно-ионного обмена τ приведены в табл. 2. Когда электронная концентрация падает до 10^{11} см^{-3} , электрон-ионный обмен замедляется.

Таблица 2

N_e^{-3}	T_e , эВ	τ , с
1.0e+15	1.0	1.38e-06
1.0e+13	1.0	1.0e-04
1.0e+11	1.0	7.9e-03
1.0e+15	0.5	5.9e-07
1.0e+13	0.5	4.05e-05
1.0e+11	0.5	3.09e-03
1.0e+15	0.3	3.19e-07
1.0e+13	0.3	2.05e-05
1.0e+11	0.3	1.55e-03

При квази-адиабатическом разлете плазмы температура ионов струи T уменьшается по известному закону (4), температура падает медленнее, чем плотность:

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}, \quad (4)$$

где V_1, V_2 – удельные объемы в разные моменты времени, γ – эффективный показатель адиабаты. В табл. 3 представлены температуры ионов для плотностей, полученных при моделировании разлета (рис. 2, кривые отсчитываются сверху вниз) для начальных температур вариантов А и В, γ выбрано равным 1.2.

Таблица 3

Плотность	1	2	3	4
$T_e, \text{эВ}$	0.5	2.71e-01	1.83e-02	2.32e-04
$T_i, \text{эВ}$	1	5.43e-01	3.66e-02	4.64e-04

Температура электронов в данном моделировании к моменту времени 10 мс (рис. 3) заметно больше температуры ионов (табл. 3). Этот результат можно объяснить тем, что температура электронов определяется балансом вкладов различных процессов. Она падает при адиабатическом разлете, уменьшается за счет затрат на ионизацию, фоторекомбинационного излучения, а также, может быть, за счет обмена с ионами, и увеличивается за счет трехчастичной рекомбинации. При дальнейшем разлете в условиях «закалки» ионного состава, когда не будет рекомбинационного нагрева, температура электронов должна уменьшиться, но степень ионизации при этом не падает.

2. Другие сценарии инжекции струи. Результаты неравновесного моделирования можно использовать для исследования других стадий разлета и сценариев инжекции, чтобы понять, когда может возникнуть «закалка» ионного состава. Рассмотрим вариант инжекции струи генератора ВГПС-1 в сильно разреженный воздух. Моделирование проводилось в рамках двумерной цилиндрической геометрии в приближении ЛТР. При вдуве алюминиевой плазмы распределения скорости, плотности и температуры соответствовали данным работы [Лосева и др., 2017]. На рисунках 8, 9 показаны распределения температуры и концентрации электронов на оси струи в момент времени 10 мкс, вскоре после окончания инжекции. В соответствии с числами из табл. 1 и значениями электронной концентрации плазму струи в этот момент времени можно считать в целом равновесной.

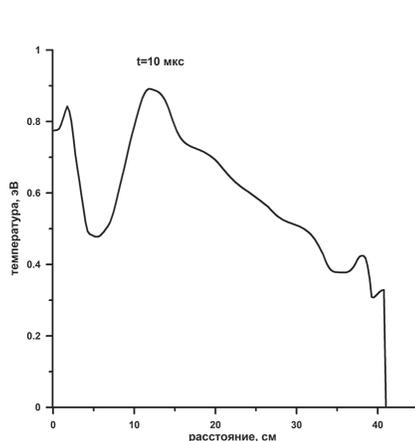


Рис. 8. Распределение температуры вдоль оси струи, момент времени 10 мкс

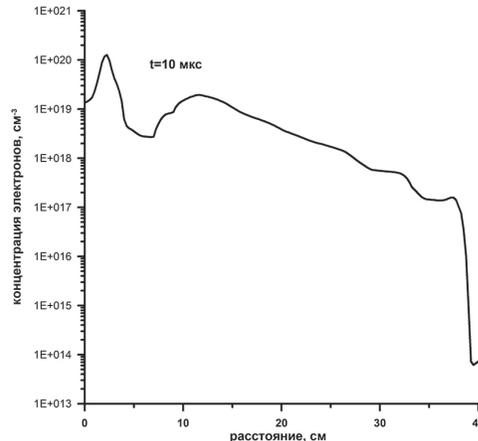


Рис. 9. Распределение концентрации электронов вдоль оси струи, момент времени 10 мкс

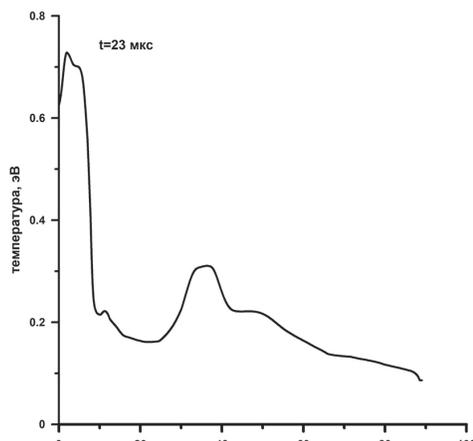


Рис. 10. Распределение температуры вдоль оси струи, момент времени 23 мкс

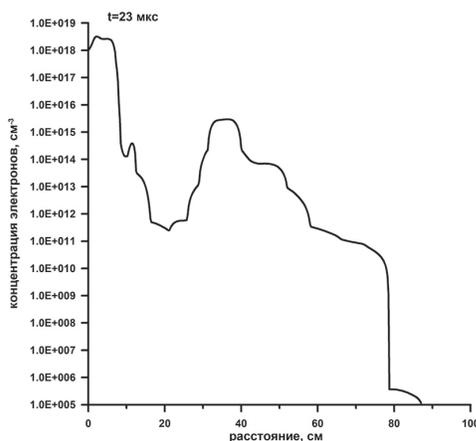


Рис. 11. Распределение концентрации электронов вдоль оси струи, момент времени 23 мкс

На рис. 10, 11 показаны такие же распределения для момента времени 23 мкс. Плотность и температура упали, соответственно, уменьшилась концентрация электронов. По значениям коэффициентов скоростей ионизации–рекомбинации для температуры 0.3 эВ, плазма струи, находящейся в 10 см от места инъекции и далее, уже неравновесна. Пока масса струи заметно превышает массу вовлеченного во взаимодействие воздуха, можно сказать, что разлет будет проходить почти инерциально, концентрация электронов будет уменьшаться пропорционально плотности с неизменной степенью ионизации.

Выводы

Результаты проведенного моделирования и оценки можно применять для различных сценариев инъекции алюминиевой струи, чтобы оценить ионизационное состояние плазмы и концентрацию электронов в ней.

Исследования выполнены в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0001).

Литература

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.И., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. Активные геофизические ракетные эксперименты с инъекцией плазменной струи в ионосфере // ДАН АН СССР. 1993. Т. 31. С. 486–489.

Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М. : Атомиздат, 1978. – 253 с.

Лосева Т.В., А.П. Голубь, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов, Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, Ю.И. Зецер, Черменин А.В. Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2017. С. 102–110.