

УДК 533.95.

**РОЛЬ МАЛЫХ ДОБАВОК И ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В ФОРМИРОВАНИИ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА В АКТИВНЫХ
ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТАХ**

А.Т. Ковалев, И.Х. Ковалева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт динамики геосфер Российской академии наук

В работе предложена и обосновывается гипотеза, объясняющая сильное различие в степени ионизации высокоскоростной плазменной струи при инъекции в разреженную ионосферу и в искусственное воздушное облако в эксперименте

«Северная звезда». Подчеркивается роль малых примесей (молекул и кластеров воды, продуктов их диссоциации) и ультрафиолетового излучения плазменной струи в предварительной ионизации фона. Основным механизмом поддержания высокой степени ионизации струи может оказаться обмен зарядом между нейтральным алюминием струи и заряженными частицами фона. Высокая скорость струи обеспечивает близость сечения обмена зарядом к максимуму сечения нерезонансной перезарядки.

Введение

Эксперимент «Северная звезда» проводился в полярной ионосфере и состоял из двух взрывных инъекций алюминиевой плазмы в ионосферную среду на высотах около 300 км. Одна из инъекций была произведена в предварительно выпущенное воздушное облако. В эксперименте отмечался целый ряд новых эффектов. К ним относятся:

- аномальная ионизация среды до прихода плазменного облака;
- регистрация задолго до прохода фронта плазменного облака сверхтепловых электронов с асимметричным угловым распределением;
- аномально высокий уровень ионизации алюминия в плазменном облаке.

Все эти эффекты требуют корректировки теоретических представлений о динамике плазмы в эксперименте. Сильные различия в степени ионизации двух инъекций можно объяснить только взаимодействием струи с фоновой средой. Необходимо найти ключевые механизмы этого взаимодействия. Расчёты показывают, что ультрафиолетовое излучение плазменной струи практически не поглощается основными компонентами фона. Легкоионизуемые малые добавки (такие как NO на высоте E области или молекулы воды в искусственно созданном воздушном облаке) под действием ультрафиолетового излучения струи могут привести к дополнительной ионизации фона, которая наблюдается в эксперименте. В настоящей работе исследуется возможная роль малых добавок в тех аномальных явлениях, которые наблюдались при ионосферных инъекциях. Рассматриваются процессы передачи заряда между нейтральным алюминием струи и ионами малых компонент как механизм поддержания высокой степени ионизации струи. В связи с этим предлагается более детальный анализ ряда процессов, проходивших в данных экспериментах, и предлагаются новые механизмы дополнительной ионизации плазмы.

«Начальная» степень ионизации плазменной струи

Особенностями разлета струи в разреженную (в пределе – бесстолкновительную среду) являются ее быстрое охлаждение, рекомбинация и конденсация вещества в струе. В упомянутом эксперименте для создания струи применялись плазменные генераторы ВГПС с исходными параметрами: масса скоростной части алюминиевой струи 30 г, начальная температура струи 3 эВ, максимальная скорость струи порядка 40 км/с, угол расширения струи 15° . Выпуск струи производился в фоновую среду на высоте ~ 300 км, а также в предварительно созданное воздушное облако с плотностью, изменяющейся от 10^{-9} г/см³ в месте выпуска струи (что соответствует плотности на высоте приблизительно 150 км) до 10^{-12} г/см³ на выходе из облака на расстоянии 150 м. В обоих случаях эта среда является разреженной по сравнению с инжектируемой плазмой струи.

При адиабатическом расширении ионизованного газа в разреженную среду происходит остывание и уменьшение степени ионизации, в пределе, до полной рекомбинации, если не происходит нарушения условия локального термодинамического равновесия. Равновесие может быть нарушено при сильном разрежении и быстром расширении [Зельдович, Райзер, 1966], если скорость расширения больше скорости установления равновесия:

$$\tau_{jet}^{-1} > \tau_{ion,rec}^{-1}, \quad (1)$$

где $\tau_{jet}^{-1} \cong \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = |div \mathbf{V}|$ – характерное время расширения струи ($\mathbf{V}$ – локальная скорость газа в струе), τ_{jet} , τ_{rec} – характерные времена ионизации и рекомбинации.

Скорость установления ионизационного равновесия в плотной плазме в начале разлета струи можно оценить из скорости рекомбинации $\tau_{rec}^{-1} = C N_e^2$, где $C \cong 10^{-26} T^{-4.5}$ – коэффициент тройной рекомбинации [Смирнов, 1986]; N_e – концентрация электронов в см^{-3} , T – температура в эВ. Для сохранения остаточной ионизации на некотором уровне N_e скорость расширения $div \mathbf{V}$ должна быть больше скорости рекомбинации

$$div \mathbf{V} > 10^{-26} T^{-4.5} N_e^2$$

Изменение равновесной степени ионизации можно увидеть на рис. 1, где показаны полная концентрация атомов, концентрация электронов и температура вдоль оси струи в моменты 12 и 60 мкс. Расчет проводился в аксиально-симметричной геометрии, параметры струи соответствуют эксперименту «Северная звезда», плотность окружающей среды соответствует ионосфере на высоте 150 км. Процессы переноса излучения не учитывались. Для момента 12 мкс степень ионизации близка к 1. При этом

$$\tau_{rec}^{-1} \approx 10^8 \div 10^{12} \text{ с}^{-1},$$

характерное значение $div \mathbf{V}$ равно $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, следовательно, условие (1) не выполняется. В момент 60 мкс характерная концентрация атомов Al – порядка $10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_e < 10^{16} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации близка к 1 только на фронте струи, температура меньше 0.5 эВ. Для этих величин $\tau_{rec}^{-1} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что также больше скорости расширения $div \mathbf{V} 6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Поэтому при дальнейшем расширении струя продолжит остывать и терять ионизацию.

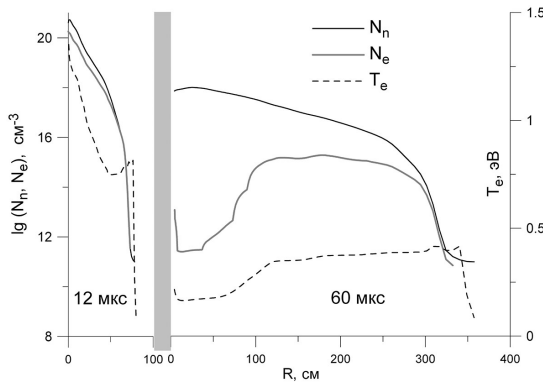


Рис. 1. Концентрация атомов, электронов и температура вдоль оси струи в моменты 12 мкс (слева) и 60 мкс (справа). Во втором случае степень ионизации, близкая к единице, сохраняется только на фронте струи

Таким образом, при выпуске в бесстолкновительную среду плазма струи рекомбинирует после прохождения нескольких метров. Этот эффект должен усиливаться дополнительными потерями энергии на излучение. Поэтому наблюдавшаяся в эксперименте высокая концентрация электронов в струе не связана с ее исходной высокой степенью ионизации. Степень ионизации струи при выпуске в искусственное воздушное облако в этом эксперименте оценивается порядка 10%, что, по-видимому, является следствием взаимодействия струи с этим облаком. Для создания такой степени ионизации сечение ионизирующих столкновений нейтральный алюминий – воздушная среда в условиях эксперимента «Северная звезда» должно быть не менее 10^{-16} см². Эксперимент показывает, что различия в степени ионизации двух инъекций обусловлены взаимодействием с фоном, однако, оценки по механизму ударной ионизации при столкновении нейтральных атомов алюминия с основными компонентами окружающей среды не дают наблюдаемых величин степени ионизации. Это заставляет искать более сложные механизмы ионизации.

Малые воздушные примеси

При рассмотрении процессов ионизации необходимо учесть те малые примеси, которые могут сыграть ключевую роль в динамике плазмы перед и на фронте расширяющегося плазменного облака. Хорошо известно, что ракетная техника при полёте сопровождается облаком быстрых ионов, возникающих в процессе дегазации космического аппарата и реакции обмена зарядом молекул воды с ионами O^+ . Это возмущение инициирует и возникновение электростатических флуктуаций. Эти процессы подробно освещены в книге [Адушкин и др., 2016] и цитируемой там литературе. При инъекции в предварительно выпущенное воздушное облако фактически все эти эффекты должны быть многократно усилены.

Первоначальное расширение воздушного облака (имеющего ненулевую влажность) должно сопровождаться быстрым охлаждением, конденсацией и замерзанием воды. Этот процесс можно описать как процесс кластерообразования (считается, что водные кластеры с количеством молекул более 200 имеют кристаллическую структуру, подобную льду). Таким образом, фактически плазменное облако инжестируется с большой скоростью в данную среду. Перед фронтом плазменной струи под действием ультрафиолетового излучения происходит ионизация как молекул воды, так и водных кластеров, имеющих потенциал ионизации от 10.86 эВ для некоторых кластеров до 12.6 эВ для молекулы воды. Процесс ионизации водного кластера сопровождается испусканием сверхтеплого электрона, уносящего большую часть энергии [Barnet, 1997; Belau et al., 2007; Barth et al., 2009].

С процессом фотоионизации конкурирует процесс фотодиссоциации, особенно выраженный для больших кластеров. Одновременно с этим идёт спонтанное испарение молекул воды из заряженных и нейтральных кластеров. Следовательно, наличие малой добавки воды в воздушную смесь меняет её свойства. Значительно снижается порог ионизации. Увеличенное сечение поглощения ультрафиолетового излучения локализует поглощение энергии в окрестности точки инъекции, трансформируя её в ионизацию перед фронтом плазмы, генерацию сверхтепловых электронов, изменение состава среды. Дополнительные ионы воды, заряженные и нейтральные продукты диссоциации воды O^+ , H^+ взаимодействуют с быстрыми ионами алюминия с большим сечением перезарядки, что трансформирует динамику разлёта плазменной струи. Подробно процессы перезарядки рассмотрены в следу-

ющем разделе. Необходимо только обратить внимание на то, что в рамках данной гипотезы находит объяснение целый ряд перечисленных во введении вопросов, а именно возникновение дополнительной ионизации и сверхтепловых электронов перед фронтом расширяющейся плазмы задолго до её прихода, что можно объяснить только фотопроцессами.

Процессы потери электрона нейтральными атомами струи

Процессы обмена зарядом (нерезонансной перезарядки) характерны для относительных скоростей сталкивающихся частиц 10^7 – 10^9 см/с. Максимальное значение сечения нерезонансной перезарядки определяется в основном соотношениями между потенциалами ионизации сталкивающихся атомов или молекул. Этим определяется вид полуэмпирических соотношений, получаемых для оценок сечений перезарядки тех веществ, для которых не существует экспериментальных данных [Ильин, Соловьев, 1972; Друкерёв, 1978; Friedman, DuCharme, 2017]. Так как в нашем распоряжении нет экспериментальных данных по перезарядке алюминия, то для получения соответствующих сечений используются полуэмпирические соотношения (имеющие точность около 30% там, где возможно сопоставление с экспериментальными данными). Ионы, заряженные молекулы и кластеры воды, заряженные продукты диссоциации воды способны внести вклад в процессы перезарядки атомарного алюминия в головной части плазменной струи.

В отличие от резонансной перезарядки сечение этого процесса сильно зависит от относительной скорости частиц, обменивающихся зарядом, Максимум сечения перезарядки реализуется при скорости относительного движения V_m , близкой к орбитальной скорости захватываемого электрона. Для атомов с большими значениями разности потенциалов ионизации скорость V_m имеет порядок величины 10^8 см/с. Автор работы [Друкерев, 1967] в борновском приближении получил для этой скорости

$$V_m = K \left| \sqrt{I_T} - \sqrt{I_p} \right| = K \frac{|\Delta E|}{\sqrt{I_T} + \sqrt{I_p}},$$

где L_T, L_p – энергия связи электрона (в электронвольтах) в атоме мишени и снаряда, соответственно. Величина $L_T - L_p = \Delta E$ имеет смысл разности энергий этих состояний. Коэффициент K зависит от конкретной пары ион-атом. Если электрон захватывается из основного состояния в основное состояние, эти величины равны соответствующим потенциалам ионизации, а максимальное значение сечения перезарядки – от долей до нескольких единиц 10^{-16} см². В работе [Опарин и др., 1972] для V_m получено аналогичное выражение

$$V_m = 0.3 \cdot 10^8 \sqrt{I_T + I_p} \left(1 + 3.5 \frac{|\Delta E|}{I_T + I_p} \right) \text{ см/с}$$

и выражение для максимального сечения

$$\sigma_m = 10^{-16} \left(\frac{10^8}{V_m} \right)^2 \frac{(v/V_m)^8}{\left[0.035(v/V_m)^4 + 0.74(v/V_m)^2 + 0.233 \right]^5}$$

Эта формула справедлива для атомов с высокими потенциалами ионизации и большими значениями ΔE при захвате электрона из основного в основное состояние. Для захвата электрона в возбужденное состояние атома-мишени значение σ_m может быть значительно больше. В частности, для захвата в высоковозбужденные состояния водорода при столкновении протонов с атомами металлов σ_m перестает зависеть от энергии этого состояния и зависит только от потенциала ионизации атома мишени L_T . В работе [Опарин и др., 1967] предложена эмпирическая оценка для сечения захвата в n -е состояние σ_m^n :

$$n^3 \sigma_m^n = \frac{5.4 \cdot 10^{-13}}{I_T^{5/2}} \text{ см}^2$$

где n – главное квантовое число.

Для $n = 3$ $L_T \approx 5$ эВ максимальное сечение $\sigma_m \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Рассмотрим сечение перезарядки для атомов, близких по электронной структуре к атому алюминия. Максимальное значение сечения $\sigma_m \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ захвата электрона протоном на атомах магния, полученное в экспериментах [Morgan, Eriksen, 1979], достигается при захвате в возбужденное состояние. При этом для скорости 440 км/с сечение достигает 10^{-15} см^2 . В работе [Martinez, Amaya-Tapia, 2003] показано, что для перезарядки протона на кальции наибольшего значения достигает сечение захвата на уровень $n = 2$.

Для оценки сечений перезарядки алюминия мы использовали полуэмпирическую модель [Friedman, DuCharme, 2017], построенную с учетом большого числа накопленных к настоящему времени экспериментальных данных для различных пар мишень–снаряд широком диапазоне параметров L_T , L_p и ΔE и скоростей относительного движения. Правило оценки сечения перезарядки включает зафиксированный экспериментаторами эффект, что перезарядка реализуется на возбужденный электронный уровень, с минимальной разницей L_T и L_p и, следовательно, ΔE , отвечающий определенным критериям.

В этой модели для связи приведенных величин максимального значения сечения и соответствующей ему скорости

$$\tilde{v}_m = V_m I_T^{-0.23} \text{ и } \tilde{\sigma}_m = \sigma_m I_T^{1.94}$$

предложена универсальная формула

$$\tilde{\sigma}_m = 6.13 \exp(-2.33 \tilde{v}_m)$$

Связь между относительными сечением и скоростью $\tilde{\sigma} = \sigma / \sigma_m$, $\tilde{v} = v / V_m$ предложена в виде

$$\tilde{\sigma}(v) = \exp \left[-\frac{|\tilde{v} - 1|^a}{\tilde{v}^b} \right]$$

где $a = 1.89 V_m^{0.57}$, $b = 0.33 L_T^{1.09} V_m^{0.44} Z_T^{0.23} Z_p^{0.33}$, Z_T и Z_p – зарядовые числа атомов мишени и снаряда. При этом даже при рассмотрении перезарядки на молекуле предполагается, что перезарядка осуществляется на одном из её атомов, чьи электронные уровни деформированы молекулярными связями.

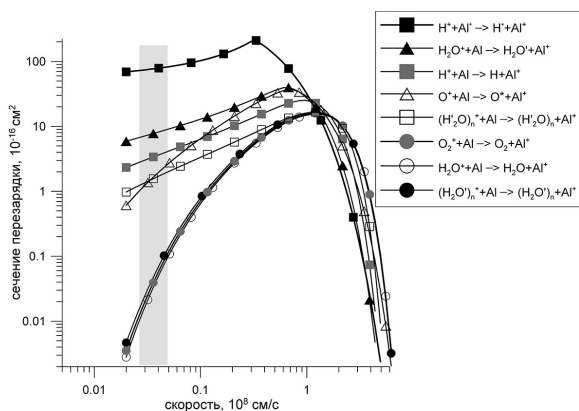


Рис. 2. Сечение перезарядки нейтрального алюминия на ионах окружающего фона: водорода, кислорода, молекул и кластеров воды. Звездочками у обозначений участников реакций перезарядки помечены возбужденные состояния

Для атомов с высокими потенциалами ионизации и большими значениями ΔE скорость $V_m = 10^8$ см/с, а максимальное значение сечения ионизации – от долей до нескольких единиц 10^{-16} см². За пределами достаточно узкой области вблизи V_m сечение быстро уменьшается. Поэтому в интересующей нас области скоростей в десятки км/с сечение перезарядки очень мало. В случае малых значений L_T , L_p и ΔE , максимум сечения смещается в сторону малых энергий, а его величина возрастает. На рис. 2 приведены зависимости от скорости сечений перезарядки нейтральных атомов Al на компонентах воздушной среды.

Интересующий нас интервал скоростей на этом рисунке затенен вертикальной полосой, в этом интервале будут сравниваться сечения перезарядки. Для алюминия, молекулярного кислорода, молекулы воды потенциал ионизации равен, соответственно, 5.98, 12.07, 12.3, для кластеров воды – 11.8 эВ (и ниже). Сечение перезарядки на ионах O_2^+ и заряженных кластерах воды в интересующем нас интервале скоростей – не более 10^{-17} см², если захват электрона идет из основного уровня алюминия в основной уровень кислорода (см. три нижние кривые на графике, эти кривые немного отличаются друг от друга вследствие небольших отличий в потенциале ионизации). Если захват электрона происходит атомом водорода в молекуле воды или водного кластера с малым числом молекул воды (пустые квадратики на рисунке), сечение возрастает до 10^{-16} см². Примерно такой же величины, до $2 \cdot 10^{-16}$ см², достигает сечение при захвате электрона ионом O^+ на возбужденный уровень 3s атома кислорода с потенциалом ионизации 4.47 эВ (график с пустыми треугольниками на рисунке). Захват электрона ионом водорода на первый возбужденный уровень, с энергией связи 3.4 эВ имеет сечение до $5 \cdot 10^{-16}$ см² (серые квадратики на рисунке). При захвате электрона на возбужденный уровень воды с энергией связи 7.49 эВ сечение близко к 10^{-15} см² (черные треугольники на рисунке). При захвате электрона с возбужденного уровня алюминия (3.13 эВ) на возбужденный уровень водорода перезарядка становится почти резонансной и сечение возрастает до 10^{-14} см² и более (черные квадратики на рисунке).

Таким образом, при наличии в фоновой среде достаточного количества ионов кислорода и особенно водорода воды и водных кластеров, сечения перезарядки на которых больше обычных газодинамических сечений, процессы обмена зарядом могут стать преобладающими в столкновениях частиц. Наибольшими из рассмотренных являются сечения перезарядки на водороде, молекулах и кластерах воды. Еще на порядок величины большим оказывается сечение перезарядки возбужденных атомов алюминия.

Из приведённых данных можно сделать несколько выводов. Во-первых, при разлёте плазменной алюминиевой струи возбуждённые нейтральные атомы алюминия в рассматриваемых условиях должны перезаряжаться на ионах фона практически полностью. Количество ионов, создаваемых по этому каналу ионизации, определяется только концентрацией возбуждённого алюминия. Однако качественная оценка количества возбуждённых атомов Al^* в приближении термодинамического равновесия [D'Ammando et.al., 2010] составляет 2–3% от общей концентрации. Увеличить роль перезарядки по данному каналу может только дополнительный механизм накопления возбуждения в нейтральном алюминии. Во-вторых, реакции перезарядки с созданием Al^+ и возбуждённых нейтральных атомов водорода или возбуждённых молекул воды имеют также большие сечения при скоростях разлёта струи, поэтому, даже небольшие концентрации воды, обусловленные собственной атмосферой ракеты или искусственно созданным газовым облаком, могут привести к возникновению дополнительной ионизации фона и передачи ее алюминию струи. Этот канал ионизации алюминия является, по-видимому, основным. Количество ионизованных ионов для этих реакций определяется концентрацией воды в фоновой среде и уровнем жёсткого ультрафиолетового излучения, способного ионизовать молекулы воды.

Выводы

Проведённый в работе подробный анализ сечений перезарядки алюминия при взаимодействии с различными компонентами фоновой среды показал, что взаимодействие с ионами воды или водорода может быть определяющим для концентрации алюминиевых ионов в плазменной струе. Этим определяется наблюдавшееся различие в степени ионизации струи при инъекции в ионосферную плазму на высоте ~ 300 км и в воздушное облако приблизительно на этой же высоте. При реализации данного механизма перезарядки получают объяснения целый ряд эффектов, регистрировавшихся в эксперименте. Эта гипотеза может быть проверена и с помощью более детального анализа имеющихся оптических и электромагнитных экспериментальных данных предыдущих экспериментов. В частности, необходимо проследить динамику тех линий высвечивания, которыми сопровождается создание возбуждённых продуктов реакции перезарядки. Гипотеза о ведущей роли воды в процессе начальной ионизации фона и перезарядки алюминия требует дальнейшей экспериментальной верификации. Наиболее выигрышной высотой будущего активного ионосферного эксперимента является высота максимальной концентрации водородных ионов. Дополнительным фактором, управляющим динамикой плазменной струи, может быть выпуск водяного пара перед инъекцией.

Исследования проводились в рамках Гос. задания (проект № 0146-2014-0002).

Литература

Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду / под ред. В.В. Адушкин, С.И. Козлов, М.В. Сильников. М. : ГЕОС. 2016.

Друкарев Г.Ф. Положение максимума сечения неупругих столкновений ионов с атомами // ЖЭТФ. 1967. Т. 25. С. 498.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. : Наука. 1966. – 688 с.

Опарин В.А., Ильин Р.Н., Серенков И.Т., Соловьев Е.С. Методы расчета сечений потери и захвата электронов атомами и ионами // Отчет ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. Л. : 1972. – 16 с.

Опарин В.А., Ильин Р.Н., Соловьев Е.С. Образование высоковозбужденных атомов водорода при перезарядке на парах металлов // ЖЭТФ. 1967. Т. 25. С. 240–246.

Смирнов Б.М. Ступенчатая ионизация атомов в плазме щелочного металла // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. С. 239–242.

Belau L., Wilson K.R., Leone S.R., Ahmed M. Vacuum ultraviolet (VUV) Photoionization of small water clusters // J. Phys. Chem. 2007A. Vol. 111. P. 10075–10083.

Barth S., Oncak M., Ulrich V., Mucke M., Lischke T., Slavicek P., Hergenbahn U. Valence ionization of water clusters: From isolated molecules to bulk // J. Phys. Chem. 2009A. Vol. 113. P. 13519–13527.

D'Ammando, Colonna G., Pietanza L.D., Capitelli M. Computation of thermodynamic plasma properties: A simplified approach // Spectrochim. Acta Pt. B. 2010. Vol. 65. P. 603–615.

Friedman B., DuCharme G. Semi-empirical scaling for ion-atom single charge exchange cross sections in the intermediate velocity regime // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2017. Vol. 50. P. 115202.

Morgan T.J., F.J. Eriksen. Single- and double-electron capture by 1-100 keV protons in collisions with magnesium and barium atoms // Phys. Rev. A. 1979. Vol. 19. P. 1448–1456.

Martinez H.A. Amaya-Tapia. Charge transfer of the positive hydrogen ions and Cavapor at keV energies // J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys 2003. Vol. 36. P. 3509–3512.