Том 47, номер 5, 2021

ТОКАМАКИ

О "рециклинговой" неустойчивости пристеночной плазмы

С. И. Крашенинников

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Влияние невзаимных сил на устойчивость пылевых кластеров

А. М. Игнатов

391

401

415

428

387

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Наблюдения спутниками MMS мелкомасштабных магнитных и токовых структур во время продолжительных диполизаций в ближнем геомагнитном хвосте

А. Ю. Малыхин, Е. Е. Григоренко

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Узкополосная генерация в плазменном релятивистском СВЧ-генераторе

И. Е. Иванов

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Излучаемые поверхностные волны в слоистых плазменно-диэлектрических структурах и перспективы их применения в плазменной СВЧ-электронике

И. Н. Карташов, М. В. Кузелев

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Моделирование образования оксидов азота на стадии охлаждения	
подпорогового микроволнового разряда в воздухе с содержанием метана	
В. А. Шахатов, С. И. Грицинин, В. Д. Борзосеков	441
Характеристики подпорогового микроволнового разряда в волновом пучке в воздухе и эффективность плазмохимического реактора	
К. В. Артемьев, Г. М. Батанов, А. М. Давыдов, Н. К. Бережецкая,	
В. Д. Борзосеков, Л. В. Колик, Е. М. Кончеков, И. А. Коссыи,	
А. Е. Петров, К. А. Сарксян, В. Д. Степахин, Н. К. Харчев	476

—— ТОКАМАКИ ——

УДК 533.9

О "РЕЦИКЛИНГОВОЙ" НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2021 г. С. И. Крашенинников*

Университет Калифорнии Сан Диего, Ла Хоя, СА 92093, США *e-mail: skrash@mae.ucsd.edu Поступила в редакцию 03.12.2020 г. После доработки 14.12.2020 г. Принята к публикации 15.12.2020 г.

Представлен новый тип неустойчивости пристеночной плазмы, связанный с радиальной неоднородностью плотности плазмы, контактом плазмы с проводящими материальными поверхностями и рециклингом нейтралов. Для объяснения физики этой неустойчивости проанализирована наиболее простая постановка задачи.

Ключевые слова: пристеночная плазма, аномальный транспорт, рециклинг, неустойчивость плазмы **DOI:** 10.31857/S0367292121050048

Одним из наиболее критических вопросов для будущих термоядерных реакторов с магнитным удержанием плазмы является взаимодействие плазмы скрэп-слоя с обращенными к плазме компонентами (ОПК), включая пластины дивертора и первой стенки. Хотя взаимодействие плазмы с ОПК связано с многообразными разделами физики, такими как классический и аномальный перенос плазмы, атомная физика и материаловедение (см., например, работу [1] и ссылки в ней), за последние годы значительное внимание в экспериментах, теории и моделировании было уделено изучению вопросов, связанных с максимальными тепловыми нагрузками на пластины дивертора. Причиной тому является предельно малая ширина области скрэп-слоя вблизи сепаратрисы, внутри которой происходит перенос теплового потока из центральной области разряда на пластины дивертора. Скейлинг ширины этой области, λ_a , от основных параметров токамака, полученный на основе данных с различных установок по всему миру [2], оказывается крайне нежелательным для будущих токамаков-реакторов.

В работе [3] было предложено, что λ_q (в H-моде, между ЭЛМами) определяется дрейфом ионов и составляет величину порядка ширины банановой орбиты ионов. Даже с учетом того, что подобная оценка опирается на некоторый гипотетический аномальный электронный перенос, который по некоторым причинам "заполняет" частицами и энергией лишь эту узкую область скрэп-слоя, результат [3] достаточно хорошо описывает экспериментальный скейлинг работы

[2]. Численное моделирование влияния дрейфа с учетом аномального электронного переноса, выполненное при помощи транспортных кодов для пристеночной плазмы [4, 5], в значительной мере подкрепило модель [2]. Однако остается неясным, почему такая узкая область скрэп-слоя не испытывает влияния неустойчивости плазмы, которая может привести к ее уширению. Строго говоря, результаты численных расчетов величины λ_a, выполненные с использованием гирокинетических и гидродинамических турбулентных кодов для пристеночной плазмы [6, 7], хотя и согласуются с экспериментальными результатами для существующих токамаков, предсказывают значительно большее значение λ_a для ИТЭР, чем то, что следует из [2, 3]. Все это показывает, что вопрос о скейлинге λ_a от параметров плазмы попрежнему далек от решения.

За последние годы в литературе были рассмотрены различные механизмы неустойчивостей и оценки аномального переноса в пристеночной области и области скрэп-слоя, соответствующие условиям пристеночной плазмы и специфическим чертам скрэп-слоя, таким как прямой контакт магнитных силовых линий с материальными поверхностями (например, см. работы [1, 8–15]).

Влияние некоторых характеристик плазмы скрэп-слоя, таких как рециклинг плазмы, на устойчивость скрэп-слоя, однако, еще не рассматривался. В этом письме мы покажем, что процесс рециклинга плазмы на пластинах дивертора может привести к стабильной неустойчивости плазмы скрэп-слоя. Заметим, что физика переноса плазмы в скрэп-слое в общем и процесса рециклинга плазмы, в частности, является очень сложной [1]. Дополнительная сложность проистекает от сильной неоднородности параметров плазмы скрэп-слоя. Таким образом, для описания физики "рециклинговой" неустойчивости плазмы скрэп-слоя, ниже мы рассмотрим наиболее простой случай. Для оценки роли этой неустойчивости в аномальном переносе плазмы в скрэп-слое, очевидно, потребуются дальнейшие существенные усовершенствования модели, используемой ниже.

Мы рассматриваем плазму, помещенную в постоянное магнитное поле $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$, которое направлено по нормали к материальной поверхности (см. рис. 1). Мы будем предполагать, что: а) все параметры плазмы однородны вдоль линий магнитного поля, тогда как стационарные плотность плазмы, n_0 , и температура электронов, T_0 , зависят от координаты х; б) плазма скрэп-слоя находится в режиме "высокого рециклинга", так что плотность плазмы поддерживается процессами рециклинга нейтралов [1], ионы считаются холодными, тогда как электронная температура, необходимая для обеспечения процессов рециклинга, поддерживается аномальным переносом плазмы (аналогично предположению, сделанному в работе [2]); в) область нейтрального рециклинга значительно уже, чем L, эффективной длины плазмы вдоль линий магнитного поля до плоскости симметрии; г) возмущенное электрическое поле является электростатическим; и д) при рассмотрении дрейфа ионов и электронов поперек линий магнитного поля мы будем пренебрегать инерцией ионов.

Тогда получим следующие уравнения, описывающие эволюцию плотности плазмы и температуры электронов:

$$L\left(\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}})\right) = j_H(t, \mathbf{r}_\perp) - j_p(t, \mathbf{r}_\perp), \qquad (1)$$

$$L\frac{3}{2}\left(\frac{\partial(nT)}{\partial t} + \nabla \cdot (nT\mathbf{V}_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}})\right) =$$

$$= -E_{ion}j_{H}(t,\mathbf{r}_{\perp}) - q_{p}(t,\mathbf{r}_{\perp}) + L\nabla \cdot (\kappa\nabla T),$$
(2)

где $\mathbf{r}_{\perp} \cdot \mathbf{e}_z = 0$, $\kappa - \kappa$ оэффициент электронной теплопроводности, $\mathbf{V}_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}} = c(\mathbf{e}_z \times \nabla \phi)/B_0$, $\phi(t, \mathbf{r}_{\perp})$ – электростатический потенциал, $j_H(t, \mathbf{r}_{\perp})$ – нейтральный "ионизационный поток", $E_{ion} \equiv \equiv E_{ion}(n,T)$ – "цена ионизации нейтралов", которая включает также потери на излучение водорода, $j_p = nC_s$ и $q_p = \gamma_h T j_p$ – потоки частиц и энергии плазмы на мишень, $C_s = \sqrt{T/M}$, M – масса иона, $\gamma_h \sim 5$ – коэффициент передачи тепла.

Поскольку рассматриваются лишь поперечные дрейфы ионов и электронов $V_{E \times B}$, это пред-



Рис. 1. Схематичное изображение постановки задачи.

полагает отсутствие поперечного электрического тока, что приводит к отсутствию продольного электрического тока на мишень,

$$j_{\parallel} = en\sqrt{T/M} \left(1 - \mu^{-1} \exp(-e\phi/T)\right) = 0,$$
 (3)

где $\mu \sim \sqrt{m/M}$, и мы предполагаем, что потенциал на мишени, выполненной из проводящего материала, равен нулю. В стационарном состоянии при условии постоянства электронной температуры, потенциал будет однородно распределен и равен плавающему потенциалу $e\phi/T \equiv \phi_0 \approx 4$, что дает

$$e\phi \equiv \phi_0 T. \tag{4}$$

Для еще большего упрощения нашего рассмотрения, мы предположим мгновенный и 100% локальный рециклинг нейтралов, что означает $j_H(t, \mathbf{r}_{\perp}) = j_p(t, \mathbf{r}_{\perp})$, и опустим в уравнении (2) слагаемое с электронными потерями энергии на ионизацию нейтралов.

Используя тогда приближение эйконала для возмущенной плотности плазмы, \tilde{n} , и электронной температуры, \tilde{T} , так что $\tilde{n} \propto \tilde{T} \propto$ $\propto \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{\perp})$, где ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор, из уравнений (1), (2), (4) находим

$$\frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{\hat{\omega}_{*n}}{\tilde{\omega}} \frac{\tilde{T}}{T_0},\tag{5}$$

$$\left(-i\omega + v_{\parallel}\frac{3}{2} + v_{\perp}\right)\frac{\tilde{T}}{T_0} = -v_{\parallel}\frac{\tilde{n}}{n_0},\tag{6}$$

где $\tilde{\omega} = \omega - \omega_{*T}$,

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

$$\begin{split} \omega_{*_n} &= -\phi_0 D_B k_y \frac{d \ln(n_0)}{dx}, \\ \omega_{*_T} &= -\phi_0 D_B k_y \frac{d \ln(T_0)}{dx}, \\ \nu_{\parallel} &= \gamma \frac{2}{3} \frac{C_s}{L}, \quad \nu_{\perp} = \frac{2}{3} \frac{\kappa}{n_0} k^2, \end{split}$$
(7)

и $D_B = c T / e B_0$.

Отметим, что на практике $\hat{\omega}_* \geq v_{\parallel}$. Из стационарного уравнения баланса энергии электронов, получим следующую оценку:

$$\mathbf{v}_{\perp} \sim \mathbf{v}_{\parallel} (\lambda_q k)^2. \tag{8}$$

Поскольку мы используем приближение эйконала, должно быть выполнено следующее неравенство: $(\lambda_q k)^2 \gtrsim 1$. Таким образом, из уравнения (8) получим $v_{\perp} \gtrsim v_{\parallel}$, а из уравнений (5), (6) найдём следующее дисперсионное уравнение:

$$\left(\omega - \hat{\omega}_{*_T}\right)\left(\omega + i\nu_{\perp}\right) = -i\nu_{\parallel}\hat{\omega}_{*_n}.$$
(9)

В зависимости от отношения $R_* \equiv \hat{\omega}_{*T} / \hat{\omega}_{*_n}$ решение уравнения (9) имеет или не имеет положительной мнимой части. В частности, для случая $R_* \to 0$ легко показать, что решение уравнения (9) всегда описывает неустойчивую часть моды, означая, что возмущения будут экспоненциально нарастать во времени. Для нашей грубой модели плазмы скрэп-слоя, частота v_{\parallel} может считаться относительно медленной частотой переноса плазмы, тогда как мы ищем неустойчивость с инкрементом $\gamma > v_{\parallel}$. Для случая $R_* \to 0$, используя оценки $(\lambda_q k)^2 \gtrsim 1$ и $\hat{\omega}_* \gg v_{\parallel}$, из уравнения (9) получим следующие условия, при которых может быть выполнено неравенство $\gamma > v_{\parallel}$:

$$\frac{\gamma}{\nu_{\parallel}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\hat{\omega}_{\ast_{n}}}{2\nu_{\parallel}}} > 1 \quad \text{при} \quad \frac{\hat{\omega}_{\ast_{n}}}{\nu_{\parallel}} > (\lambda_{q}k)^{4} > 1, \\ \left(\frac{\hat{\omega}_{\ast_{n}}}{\nu_{\parallel}(\lambda_{q}k)^{3}}\right)^{2} > 1 \quad \text{при} \quad (\lambda_{q}k)^{4} > \\ > \frac{\hat{\omega}_{\ast_{n}}}{\nu_{\parallel}} > (\lambda_{q}k)^{3} > 1. \end{cases}$$
(10)

Беря в качестве оценки $\hat{\omega}_{*_n} \sim 10^{5-6} \text{ c}^{-1} \gg v_{\parallel} \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$, найдем, что наибольшее значение инкремента "рециклинговой неустойчивости" составляет $\gamma \sim$ несколько $\times 10^4 \text{ c}^{-1} \gg v_{\parallel} \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$.

Резюмируя, мы описали новый тип неустойчивости плазмы скрэп-слоя, связанный с радиальной неоднородностью плотности плазмы, контактом плазмы с проводящими материальны-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

ми поверхностями (например, пластинами дивертора) и процессами нейтрального рециклинга. Для ясной демонстрации физической картины "рециклинговой" неустойчивости, мы использовали наиболее простую постановку и пренебрегли многими деталями, которые могут привести к новым характеристикам этой неустойчивости. В частности, мы предполагаем довольно плоский невозмущенный профиль температуры, $R_* \rightarrow 0$. Мы предполагаем мгновенный и 100% локальный рециклинг нейтралов. На самом деле, пронесс нейтрального решиклинга является значительно более сложным процессом, который не протекает мгновенно и полностью и который при этом может быть отнюдь не локальным (например, см. работы [1, 16] и представленные в них ссылки). Другим упрощением, которое может оказать влияние на наши результаты, является неоднородность параметров плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Наконец, при рассмотрении возмущений мы использовали приближение эйконала. Более полные исследования этой неустойчивости требуются для оценки ее роли в аномальном переносе плазмы скрэп-слоя. Однако изучение влияния всех этих вопросов на рассмотренную в работе "рециклинговую" неустойчивость выходит за рамки этой короткой статьи.

Автор посвящает эту работу профессору В.А. Курнаеву, недавно безвременно ушедшему из жизни. Незадолго до смерти профессора Курнаева, автор пообещал ему опубликовать работу по физике пристеночной плазмы в журнале "Физика плазмы". Автор также выражает признательность за полезные обсуждения докторам Д.Д. Рютову и А.И. Смолякову. Эта работа была поддержана Министерством энергетики США, Управление науки, Бюро термоядерной энергетики, в рамках проектов №№ DE-SC0018302 и DE-FG02-04ER54739 в Калифорнийском университете Сан Диего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Krasheninnikov S., Smolyakov A., Kukushkin A.* On the Edge of Magnetic Fusion Devices // Springer Ser. in Plasma Science and Technology. Springer, 2020.
- Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., LaBombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A., ASDEX Upgrade Team and JET EFDA contributors // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. P. 093031.
- 3. Goldston R.J. // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. P. 013009.
- Meier E.T., Goldston R.J., Kaveeva E.G., Makowski M.A., Mordijck S., Rozhansky V.A., Senichenkov I.Yu., Voskoboynikov S.P. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 125012.

КРАШЕНИННИКОВ

- Baudoin C., Tamain P., Bufferand H., Ciraolo G., Fedorczak N., Galassi D., Gallo A., Ghendrihand Ph., Nace N. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2018. V. 60. P. 105007.
- Chen C.-S., Ku S., Loarte A., Parail V., Köchl F., Romanelli M., Maingi R., Ahn J.-W., Gray T., Hughes J., LaBombard B., Leonard T., Makowskiand M., Terry J. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 116023.
- Xu X.Q., Li N.M., Li Z.Y., Chen B., Xia T.Y., Tang T.F., Zhu B., Chan V.S. // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 126039.
- Nedospasov A.V. // Sov. J. Plasma Phys. 1989. V. 15. P. 659.
- Berk H.L., Cohen R.H., Ryutov D.D., Tsidulko Yu.A., Xu X.Q. // Nuclear Fusion. 1993. V. 33. P. 263.

- Rogers B.N., Drake J.F., Zeiler A. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4396.
- Connor J.W., Counsell G.F., Erents S.K., Fielding S.J., LaBombard B., Morel K. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 169.
- 12. *Cohen R.H., Ryutov D.D.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2005. V. 47. P. 1187.
- Halpern F.D., Ricci P., Jolliet S., Loizu J., Mosetto A. // Nuclear Fusion. 2014. V. 54. P. 043003.
- Myra J.R., Russell D.A., Zweben S.J. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 112502.
- Rasmussen J.J., Nielsen A.H., Madsen J., Naulin V., Xu G.S. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 0114031.
- Wirth B.D., Hammond K.D., Krasheninnikov S.I., Maroudas D. // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 30.

__ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ НЕВЗАИМНЫХ СИЛ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПЫЛЕВЫХ КЛАСТЕРОВ

© 2021 г. А. М. Игнатов*

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия *e-mail: aign@fpl.gpi.ru Поступила в редакцию 20.12.2020 г. После доработки 14.01.2021 г. Принята к публикации 15.01.2021 г.

Исследуется устойчивость плоских пылевых кластеров в виде правильного многоугольника с числом частиц от двух до пяти. Предполагается, что частицы расположены в плазме с максвелловскими электронами и с направленным потоком холодных ионов. Показано, что наряду с апериодическими неустойчивостями могут развиваться осцилляционные неустойчивости. Определены области параметров плазмы, в которых осцилляционная неустойчивость кластера, состоящего из пяти частиц, насыщается на слабонелинейной стадии. В результате кластер формирует временной кристалл, который может быть хиральным.

Ключевые слова: пылевая плазма, плазменный кластер, временной кристалл **DOI:** 10.31857/S0367292121050024

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике пылевой плазмы [1-3] кластерами называются ансамбли из небольшого числа макрочастиц, левитирующих в приэлектродном слое газоразрядной плазмы [4]. Равновесная высота левитации определяется балансом между силой тяжести и электростатическим отталкиванием заряженных частиц от нижнего электрода. В горизонтальном направлении удержание частиц обеспечивается при помощи специального профилирования электрода. Таким образом, отдельная частица оказывается в асимметричной потенциальной яме с характерными частотами колебаний в вертикальном направлении Ω_0 и горизонтальном направлении Ω_1 .

Отличительной чертой взаимодействия частиц является то, что благодаря направленному потоку ионов в приэлектродной области, электростатический потенциал вокруг заряженной частицы оказывается несимметричной функцией координат $U(\rho, z) \neq U(\rho, -z)$ (ось *z* направлена вертикально). В результате взаимодействие между частицами оказывается невзаимным, т.е. нарушается третий закон Ньютона. Это, в частности, приводит к связи смещений отдельных частиц в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Теоретические исследования динамики и устойчивости плоских плазменных кластеров (например, [5–9]) проводились в предположении, что частицы взаимодействуют посредством

кулоновского или каких-либо модельных потенциалов, не учитывающих влияния невзаимных сил. Настоящая статья является продолжением серии работ [10—14], в которых динамика двумерных ансамблей частиц исследовалась при помощи рассчитываемого численными методами потенциала взаимодействия. Развиваемый подход позволяет полностью учесть невзаимность межчастичных сил.

Рассматривается динамика кластеров в форме правильного многоугольника, состоящих из небольшого числа (N = 2...5) частиц. Как известно, в квазидвумерных плазменных кристаллах невза-имность межчастичных сил приводит к развитию неустойчивости связанных волн [3]. Нелинейная теория этой неустойчивости [14] показывает, что в некотором диапазоне параметров плазмы формируется временной кристалл, т.е. в основном состоянии пылевые частицы осциллируют вблизи равновесных положений. Подобная неустойчивость, называемая в настоящей статье осцилляционной, может развиваться и в случае конечных кластеров.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 кратко описана используемая модель. Далее (раздел 3) линеаризованные уравнения движения для *N*-частичного кластера приведены к блочно-диагональному виду. В разделе 4 исследуются собственные частоты для различных кластеров и определены области параметров, для которых развивается тот или иной тип неустойчиво-

сти. Наконец, в разделе 5 развивается нелинейная теория наиболее интересной осцилляционной неустойчивости для кластера, состоящего из пяти частиц.

2. МОДЕЛЬ

Рассматривается ансамбль, состоящий из N частиц, расположенных во внешней потенциальной яме $U_{ext}(\mathbf{r}) = \Omega_1^2 (x^2 + y^2)/2 + \Omega_0^2 z^2/2$. Считается, что частицы имеют одинаковые постоянные заряды Q и расположены в плазме, состоящей из направленного потока холодных ионов и максвелловских электронов. Соответствующий потенциал взаимодействия имеет вид

$$U(\mathbf{r}) = \frac{4\pi Q^2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{\mathbf{k}^2 \epsilon(-\mathbf{k}\mathbf{u}, \mathbf{k})},\tag{1}$$

где **u** = (0, -u) — скорость потока. Диэлектрическая проницаемость плазмы при этом равна $\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \omega_{pi}^2/(\omega(\omega + iv)) + 1/(k^2 \lambda_{De}^2)$, где ω_{pi} — ионная плазменная частота, λ_{De} — электронный дебаевский радиус и v $\rightarrow 0$ — бесконечно малая частота столкновений. Взаимодействие изотропно в плоскости *xy*, т.е. потенциал (1) имеет вид $U(\mathbf{r}) = U(\rho, z)$ ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$). Наличие направленного потока ионов приводит к тому, что $U(\rho, -z) \neq U(\rho, z)$, т.е. межчастичные силы являются невзаимными.

Используются безразмерные переменные с масштабом длины $\lambda = u/\omega_{pi}$, межчастичные силы нормализованы на Q^2/λ^2 , а масштаб времени для частиц с массой M_0 равен $M_0^{1/2}\lambda^{3/2}/|Q|$. В этих переменных потенциал (1) помимо расстояния зависит от единственного характеризующего плазму параметра, который пропорционален числу Маха ионного потока, $M = (n_e/n_i)u\sqrt{m_i/T_e}$, где $n_{e,i}$ — равновесные плотности электронов и ионов, а m_i — масса ионов. Производные потенциала рассчитываются численными методами, описанными в [13].

В равновесии частицы расположены по вершинам правильного многоугольника

$$x_{j}^{(0)} = R \cos(2\pi j/N),$$

$$y_{j}^{(0)} = R \sin(2\pi j/N),$$

$$z_{j}^{(0)} = z_{0},$$

(2)

 $(j = 0, \dots N - 1).$

Общие уравнения движения имеют вид

$$\ddot{\mathbf{r}}_{j} = -\nabla U_{ext}(\mathbf{r}_{j}) - \sum_{k=0, k\neq j}^{N-1} \nabla U(\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{k}), \qquad (3)$$



Рис. 1. Кривая I – зависимость решения $u^{1,0}(r, M) = 0$ от M; кривые 2-5 – зависимость радиуса кластера от числа Маха. Номер кривой соответствует числу пылинок в кластере, $\Omega_1 = 0.1$.

где $\mathbf{r}_j = (x_j, y_j, z_j)$. Разлагая уравнения движения по степеням малых отклонений $\mathbf{r}_j \rightarrow \mathbf{r}_j^{(0)} + \mathbf{r}_j$, в нулевом порядке получаем условия равновесия

$$R\Omega_{1}^{2} + \sum_{j=1}^{N-1} \sin(j\pi/N)u_{j}^{1,0} = 0,$$

$$z_{0}\Omega_{0}^{2} + \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{0,1} = 0,$$
(4)

где использованы обозначения для производных потенциала взаимодействия

$$u_{j}^{a,b} = \frac{\partial^{a+b}U(\rho,z)}{\partial\rho^{a}\partial z^{b}}\Big|_{\rho=d_{j},z=0}$$
(5)

и $d_j = 2R\sin(j\pi/N)$ — расстояние от частицы с номером *j* до частицы с номером 0.

В дальнейшем частоты ловушки $\Omega_{0,1}$ и число Маха *M* считаются внешними управляющими параметрами. Равновесный радиус кластера рассчитывается при помощи первого уравнения (4) и зависит от Ω_1 и *M*. Несколько примеров зависимости *R* от *M* при фиксированном значении Ω_1 показаны на рис. 1. Заметим, что при *M* < 1 потенциал (1) оказывается притягивающим для достаточно больших расстояний [11]. Зависимость дна потенциальной ямы от *M* показана кривой *I* на рис. 1. В этом случае внешнее удержание в поперечном направлении может отсутствовать, и радиус кластера достигает максимального значения при $\Omega_1 = 0$. При *M* > 1 радиус кластера неограниченно растет с уменьшением Ω_1 .

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

3. ЛИНЕАРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

В первом порядке разложения общих уравнений движения (3) по малым отклонениям от равновесия получаются уравнения

$$\ddot{\mathbf{r}}_j = \sum_{k=0}^{N-1} \mathbf{F}_{jk} \cdot \mathbf{r}_k$$

Всего существует 3N колебаний с частотами, определяемыми собственными значениями силовой матрицы $-\mathbf{F}_{jk}$. Анализ линеаризованных уравнений движения существенно упрощается при помощи разложения по неприводимым представлениям группы симметрии кластера C_N [5]. Для горизонтальных и вертикальных смещений это разложение записывается по разному:

$$x_{j} + iy_{j} = \sum_{l=0}^{N-1} (\rho_{l} + i\phi_{l}) e^{i\alpha j(l+1)},$$

$$z_{j} = \sum_{l=0}^{N-1} \zeta_{l} e^{i\alpha jl},$$
(6)

где $\alpha = 2\pi/N$. Используя формулу конечной геометрической прогресии, легко получить обратные преобразования

$$\rho_{l} + i\phi_{l} = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (x_{j} + iy_{j}) e^{-i\alpha j(l+1)},$$

$$\zeta_{l} = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} z_{j} e^{-i\alpha jl}.$$
(7)

При l = 0 возмущение с $\rho_0 \neq 0$ соответствует однородному растяжению или сжатию кластера в плоскости *xy*, возмущение с $\phi_0 \neq 0$ приводит к повороту вокруг оси *z*. Поскольку смещения \mathbf{r}_j действительны, для преобразованных величин $\tilde{\mathbf{r}}_l = (\rho_l, \phi_l, \zeta_l)$ выполняются очевидные соотношения $\tilde{\mathbf{r}}_{N-l} = \tilde{\mathbf{r}}_l^*$ и $\tilde{\mathbf{r}}_{l+N} = \tilde{\mathbf{r}}_l$.

При помощи преобразований (6), (7) линеаризованные уравнения движения (3) переписываются в блочно-диагональном виде

$$\ddot{\tilde{\mathbf{r}}}_l = \mathbf{F}_l \cdot \tilde{\mathbf{r}}_l, \quad (l = 0 \dots N - 1),$$

где матрица \mathbf{F}_l имеет вид

$$\mathbf{F}_{l} = \begin{pmatrix} F_{l}^{\rho\rho} - \Omega_{1}^{2} & -iF_{l}^{\rho\phi} & F_{l}^{\rho\zeta} \\ iF_{l}^{\rho\phi} & F_{l}^{\phi\phi} - \Omega_{1}^{2} & -iF_{l}^{\phi\zeta} \\ F_{l}^{\zeta\rho} & -iF_{l}^{\phi\zeta} & F_{l}^{\zeta\zeta} - \Omega_{0}^{2} \end{pmatrix}.$$
(8)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

Входящие сюда матричные элементы выражаются в виде конечных действительных сумм

$$F_{l}^{\rho\rho} = -\sum_{j=1}^{N-1} \left[\frac{u_{j}^{(1,0)}}{R} \frac{\cos^{2}(\alpha j/2) \sin^{2}(\alpha j l/2)}{\sin(\alpha j/2)} + 2u_{j}^{(2,0)} \sin^{2}(\alpha j j/2) \cos^{2}(\alpha j l/2) \right],$$

$$F_{l}^{\rho\phi} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N-1} \left[\frac{u_{j}^{(1,0)}}{R} \cos(\alpha j/2) \sin(\alpha j l) + u_{j}^{(2,0)} \sin(\alpha j) \sin(\alpha j l) \right],$$

$$F_{l}^{\rho\zeta} = -2 \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{(1,1)} \sin(\alpha j/2) \sin^{2}(\alpha j l/2),$$

$$F_{l}^{\phi\phi} = -\sum_{j=1}^{N-1} \left[\frac{u_{j}^{(1,0)}}{R} \sin(\alpha j/2) \cos^{2}(\alpha j l/2) + 2u_{j}^{(2,0)} \cos^{2}(\alpha j l/2) \sin^{2}(\alpha j l/2) + 2u_{j}^{(2,0)} \cos^{2}(\alpha j l/2) \sin^{2}(\alpha j l/2) \right],$$

$$F_{l}^{\phi\zeta} = \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{(1,1)} \cos(\alpha j/2) \sin(\alpha j l),$$

$$F_{l}^{\zeta\rho} = -2 \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{(1,1)} \sin(\alpha j/2) \cos^{2}(\alpha j l/2),$$

$$F_{l}^{\zeta\varphi} = -2 \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{(1,1)} \sin(\alpha j/2) \cos^{2}(\alpha j l/2),$$

$$F_{l}^{\zeta\zeta} = -2 \sum_{j=1}^{N-1} u_{j}^{(0,2)} \sin^{2}(\alpha j l/2).$$

В общем случае матрица (8) не обладает какими-либо свойствами симметрии. Однако в отсутствие невзаимных сил производные $u_j^{(1,1)} = 0$, $F_l^{\rho\phi} = F_l^{\zeta\rho} = F_l^{\phi\zeta} = 0$, и матрица **F**_l становится эрмитовой. При этом уравнения для смещений вдоль *z* и в плоскости *xy* расцепляются и могут быть исследованы независимо.

Использование преобразований (6), (7) позволяет существенно упростить задачу поиска частот колебаний и анализа устойчивости пылевых кластеров. Все 3N колебаний разделяются на тройки, характеризуемые числом l, которое играет роль волнового вектора в бесконечных системах. Обозначим собственные значения матрицы $-\mathbf{F}_l$ (8) как $\omega(N, l, \alpha)^2$ ($\alpha = 1, 2, 3$). Эти частоты являются корнями кубического многочлена $P_l^N(\omega^2) =$ = det($\omega^2 \mathbf{I} + \mathbf{F}_l$) = 0 (\mathbf{I} – единичная матрицы (9), коэф-фициенты полинома действительны.

Поскольку из явных выражений (9) следует, что $\mathbf{F}_{N-l} = \mathbf{F}_{l}^{*}$, выполняется соотношение $\omega(N, l, \alpha)^{2} = \omega(N, N - l, \alpha)^{2}$, т.е. любые колебания с 0 < l < N/2 двукратно вырождены. Это вырождение



Рис. 2. Пример смещений частиц для моды с l = 0.

возникает благодаря тому, что некоторые волны, распространяющиеся в разных направлениях кольцевой структуры, должны иметь совпадающие частоты. Колебания с l = 0 и в случае четного числа N c l = N/2 не вырождены. По этой причине для каждого кластера из N частиц нужно исследовать собственные значения матрицы \mathbf{F}_l для l = 0, ... [N/2]. Смещения частиц в кластере для каждой моды колебаний определяются собственными векторами \mathbf{F}_l и рассчитываются при помощи соотношений (6).

Возможны два различных сценария потери устойчивости при изменении внешних параметров. Во-первых, один из корней характеристического полинома может изменить знак, что соответствует развитию апериодической неустойчивости. Во-вторых, два действительных корня $P_l^N(\omega^2)$ могут слиться и образовать пару комплексно-сопряженных корней. В этом случае мы имеем дело с осцилляционной неустойчивостью, аналогичной неустойчивости связанных волн в бесконечном плазменном кристалле.

4. СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ

Отметим, прежде всего, некоторые общие свойства матрицы (8). При l = 0 собственные частоты можно получить в явном виде для произвольного числа N. Во-первых, существует нейтрально устойчивая мода с $\omega(N, 0, 1) = 0$, соответствущая повороту кластера как целого без изменения формы ($\rho_0 = 0, \phi_0 \neq 0, \zeta_0 = 0$). Другое колебание с $\omega(N, 0, 2) = \pm \Omega_0$ ($\rho_0 = 0, \phi_0 = 0, \zeta_0 \neq 0$) отвечает вертикальным колебаниям центра масс кластера без изменения формы. Наконец, третья мода имеет частоту

$$\omega(N,0,3)^2 = \sum_{j=1}^{N-1} \left[2u_j^{2,0} \sin^2(j\pi/N) - \frac{u_j^{1,0}}{R} \sin(j\pi/N) \right].$$
(10)

Для этой моды колебаний частицы смещаются вдоль прямых линий (рис. 2), причем горизонтальные компоненты смещений параллельны векторам \mathbf{r}_{i}^{0} (2), а все вертикальные компоненты



Рис. 3. Критическая частота для N = 2 (сплошная линия) и N = 3 (штриховая линия), $\Omega_1 = 0.1$.

равны. Хотя частота (10) от Ω_0 не зависит, угол наклона смещений определяется Ω_0 . Во всех исследованных случаях квадрат частоты (10) оказывается положительным, и каких-либо неустойчивостей, связанных с возбуждением симметричных колебаний, не возникает. В дальнейшем колебания с l = 0 специально не обсуждаются.

В случае колебаний с l = 1 одна из частот кластера, состоящего из N частиц, совпадает с частотой ловушки $\omega(N, 1, 3)^2 = \Omega_1^2$, т.е. характеристический полином записывается в виде произведения $P_1^N(\omega^2) = (\omega^2 - \Omega_1^2) P_1'^N(\omega^2)$. При этом форма кластера не меняется, все частицы лежат в плоскости xy, а центр масс колеблется в произвольном направлении с частотой Ω_1 . Частоты и поляризации остальных двух мод колебаний с l = 1 зависят от числа частиц в кластере.

4.1. Две частицы

В случае кластера, состоящего из двух частиц, колебание l = 1 с частотой Ω_1 оказывается двукратно вырожденным. Частота оставшегося колебания равна $\omega(2,1,1)^2 = \Omega_0^2 + 2u_1^{0,2}$, смещения частиц при этом пропорциональны $\mathbf{r}_1 = (x, 0, z)$, $\mathbf{r}_2 = (x, 0, -z)$. Условие положительности величины $\omega(2,1,1)^2 > 0$ определяет область устойчивости кластера $\Omega_0 > \Omega_{cr}$. Пример зависимости Ω_{cr} от M, построенной при помощи потенциала (1), показан на рис. 3 сплошной линией. При уменьшении Ω_0 до уровня Ω_{cr} наблюдается тенденция к формированию вертикальной цепочки частиц, при этом, благодаря невзаимности межчастичных сил, обе частицы смещаются в одном направлении вдоль оси x.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

4.2. Три частицы

Единственная нетривиальная мода для случая трех частиц характеризуется числом l = 1. Корни квадратного уравнения $P_l^{,3}(\omega^2) = 0$ равны

$$\omega^{2} = \frac{1}{4} \Big(2\Omega_{0}^{2} + \Omega_{1}^{2} + 6u_{1}^{0,2} \pm \sqrt{D} \Big), \qquad (11)$$

где $D = (2\Omega_0^2 - \Omega_1^2 + 6u_1^{0,2} + 3u_1^{2,0})^2 + 24(u_1^{1,1})^2$. Поскольку величина D > 0 положительна, оба решения (11) действительны, однако одно из них может стать отрицательным при уменьшении Ω_0 . Соответствующее критическое значение Ω_0 показано штриховой кривой на рис. 3. При развитии апериодической неустойчивости вертикальные смещения двух произвольных частиц направлены противоположно смещению третьей, например, $\mathbf{r}_1 = (x_1, 0, z_1)$, $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, -z_1/2)$, $\mathbf{r}_2 =$ $= (x_2, -y_2, -z_1/2)$. Горизонтальные смещения $x_{1,2}$ при этом имеют одинаковый знак. Таким образом, при развитии апериодической неустойчивости трехчастичного кластера наблюдается тенденция к формированию трехмерной структуры.

4.3. Четыре частицы

В отличие от рассмотренных ранее примеров, динамика четырехчастичного кластера определяется производными потенциала для двух расстояний $d_1 = \sqrt{2R}$ и $d_2 = 2R$. По этой причине явные формулы для частот оказываются более громоздкими и в дальнейшем мы ограничиваемся качественным обсуждением областей устойчивости кластера.

В случае l = 1 оставшиеся после отделения решения с $\omega(4, 1, 3)^2 = \Omega_1^2$ собственные частоты колебаний определяются корнями квадратного уравнения $P_1'^4(\omega^2) = 0$. Эти корни оказываются комплексными при выполнении двух условий

$$\mathbf{v} = -u_1^{1,1}u_2^{1,1} > 0, \tag{12}$$

И

$$\Omega_{cr,2}^2 < \Omega_0^2 < \Omega_{cr,1}^2, \tag{13}$$

$$\Omega_{cr,1,2}^2 = 2u_1^{2,0} - 2u_1^{0,2} - 2u_2^{0,2} - \frac{u_2^{1,0}}{R} \pm 2^{7/4}\sqrt{\nu}.$$
 (14)

На границе области, определяемой неравенствами (12), (13), два действительных корня сливаются, и частоты связанных колебаний определяются соотношениями

$$\omega(4,1,1)^2 = \omega(4,1,2)^2 = 2u_1^{2,0} - \frac{u_2^{1,0}}{R} - 2^{3/4}\sqrt{\nu}.$$
 (15)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021



Рис. 4. Осцилляционная неустойчивость четырехчастичного кластера. Сплошные стрелки — мгновенные смещения частиц, штриховые эллипсы — траектории частиц на одном периоде колебаний; $l = 1, M = 1.1, \Omega_0 \approx 0.21, \Omega_1 = 0.1.$

Траектории частиц для связанных колебаний на границе неустойчивости показаны на рис. 4. Частицы совершают круговые движения вокруг положения равновесия под некоторым углом к плоскости *ху*. Как уже отмечалось, частоты колебаний с l = 1 и l = 3 совпадают, но в последнем случае направление движения частиц меняется на противоположное.

Аналогичное поведение наблюдается для колебаний с l = 2. Существует устойчивое колебание с частотой $\omega(4, 2, 3)^2 = 2u_1^{2,0} - \sqrt{2}u_1^{1,0}/R$, для которого смещения частиц, показанные на рис. 5а, лежат в горизонтальной плоскости и не зависят от внешних управляющих параметров. Два оставшихся связанных колебания могут стать неустойчивыми при выполнении неравенств (12), (13), где критические значения параметра Ω_0 изменяются

$$\Omega_{cr,1,2}^2 = 2u_2^{2,0} - 4u_1^{0,2} - \frac{u_2^{1,0}}{R} \pm 2^{9/4}\sqrt{\nu}.$$
 (16)

Частоты связанных колебаний на границе осцилляционной неустойчивости равны

$$\omega(4,2,1)^{2} = \omega(4,2,2)^{2} = 2u_{1}^{2,0} - \frac{u_{2}^{1,0}}{R} + 2^{5/4}\sqrt{\nu}, \quad (17)$$

а смещения частиц направлены вдоль прямых линий, расположенных под одинаковыми углами к плоскости *xy* (рис. 56).

Если одно из неравенств (12), (13) нарушается, корни характеристического уравнения действительны. Однако как для l = 1, так и для l = 2 квадрат одной из частот может стать отрицательным, что приводит к развитию апериодической неустойчивости. Итоговая диаграмма устойчивости четырехчастичного кластера показана на рис. 6. На границе области A_2 развивается апериодиче-



Рис. 5. Колебания четырехчастичного кластера с l = 2: устойчивые горизонтальные колебания (а); колебания на границе осцилляционной неустойчивости (б); M = 1.07, $\Omega_0 \approx 0.23$, $\Omega_1 = 0.1$.

ская неустойчивость моды с l = 2, пример смещений частиц показан на рис. 7. Область апериодической неустойчивости моды с l = 1 (A_1 на рис. 6) лежит целиком в A_2 .

Области осцилляционной неустойчивости $O_{1,2}$ невелики и показаны в увеличенном масштабе на рис. 6 справа. Эти области лежат в одном интервале изменений параметра M, определяемом первым неравенством (12), и частично перекрываются.

4.4. Пять частиц

В случае пяти частиц динамика кластера определяется производными потенциала взаимодействия на двух расстояниях $d_1 = R\sqrt{(5-\sqrt{5})/2}$, $d_2 = R\sqrt{(5+\sqrt{5})/2}$. Явные выражения для частот оказываются весьма громоздкими, но легко рассчитываются численными методами.

Так же, как и в случае четырехчастичного кластера, необходимо исследовать моды с l = 1 и l = 2. Диаграмма устойчивости кластера показана на рис. 8. На границе области A_2 развивается апериодическая неустойчивость моды с l = 2, при этом две произвольные соседние частицы смещаются, выходя из плоскости *xy*, а остальные три смещаются в противоположном направлении. Область апериодической неустойчивости A_1 моды с l = 1 лежит целиком в A_2 .

В отличие от четырехчастичного кластера (рис. 6) области $O_{1,2}$ с осцилляционной неустойчивостью занимают значительную часть диаграммы устойчивости. Для обоих типов связанных колебаний с l = 1, 2 (области $O_{1,2}$ на рис. 8) частицы движутся по круговым орбитам в окрестности положений равновесия (рис. 9, 10), отличия заключаются в амплитудах и фазах смещений различных частиц. Обе области $O_{1,2}$ оказываются двухкомпонентными. Две части области O_2 отделены узкой щелью в диапазоне 1.16 < M < 1.2, поэтому при плохо контролируемом изменении управляющих параметров достичь областей O_1 достаточно трудно.

4.5. Кластеры со свободной границей

Как уже отмечалось, в дозвуковом или чисто ионном потоке M < 1 потенциал взаимодействия (1) в горизонтальном направлении оказывается притягивающим для достаточно больших межчастичных расстояний и отталкивающим на малых расстояниях. В этом случае кластеры могут существовать даже в отсутствие радиального удержания $\Omega_1 = 0$. Структура и динамика подобных кластеров имеют некоторые особенности.

Дно потенциальной ямы расположено на расстоянии R_0 , определяемым как решение уравнения $U_{,\rho}(\rho, 0) = 0$. Зависимость этой величины от Mпоказана кривой I на рис. 1.

В соответствии с (4) при $\Omega_1 = 0$ для случая двухчастичного кластера максимальный радиус $R = R_0/2$, а для трехчастичного $R = R_0/\sqrt{3}$. Формулы для частот колебаний, приведенные в разделах 4.1, 4.2, пригодны и в случае $\Omega_1 = 0$. При уменьшении параметра Ω_0 до определенного



Рис. 6. Диаграмма устойчивости четырехчастичного кластера: $A_{l,2}$ – области апериодической неустойчивости, $O_{l,2}$ – области осцилляционной неустойчивости при l = 1, 2; $\Omega_l = 0.1$.



Рис. 7. Смещения частиц на границе области A_2 на рис. 6; M = 0.8, $\Omega_0 \approx 0.54$, $\Omega_1 = 0.1$.

критического значения (рис. 11) развивается апериодическая неустойчивость. Интересной особенностью этой неустойчивости является то, что, в отличие от случая $\Omega_1 \neq 0$, при $\Omega_0 = \Omega_{cr}$ вертикальные смещения частиц обращаются в нуль. При этом на границе апериодической неустойчивости двух- и трехчастичные кластеры начинают ускоряться в горизонтальном направлении без изменения формы, то есть ведут себя как молекулярные моторы.

В силу условия равновесия (4) для случая четырех частиц, расположенных по вершинам квадрата, при $\Omega_1 = 0$ выполняются неравенства $\sqrt{2R} < R_0 < 2R$, т.е. ближайшие частицы отталкиваются, а противоположные притягиваются. Очевидно, что такая конфигурация неустойчива даже в случае двумерного движения ($\Omega_0 \rightarrow \infty$), и квадрат стремится превратиться в ромб. Аналогичная ситуация возникает и для кластера в форме правильного пятиугольника.

Таким образом, в отсутствие радиального удержания кластеры в форме правильного многоугольника существуют только для случая двух или трех частиц.

В заключение настоящего раздела отметим, что кластеры с большим числом частиц ($N \ge 6$) всегда оказываются неустойчивыми. Видимо, в этом проявляется общая закономерность — во всех известных примерах двумерные кластеры в форме правильного многоугольника существуют лишь при $N \le 5$. Например, в случае кулоновского взаимодействия и двумерного движения ($\Omega_0 \to \infty$) для шести частиц устойчивой является конфигурация в виде правильного пятиугольника с дополнительной частицей в центре [5].

5. НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ ОСЦИЛЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Как видно из рис. 6 и 8, при изменении внешних управляющих параметров (Ω_0, Ω_1, M) проще всего достичь границы осцилляционной неустойчивости для моды l = 2 кластера, состоящего из

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021



Рис. 8. Диаграмма устойчивости кластера из пяти частиц: $A_{l,2}$ – области апериодической неустойчивости, $O_{l,2}$ – области осцилляционной неустойчивости при l = 1,2; $\Omega_l = 0.1$.



Рис. 9. Траектории частиц на границе осцилляционной неустойчивости; l = 1, M = 1.1, $\Omega_0 \approx 0.22$, $\Omega_1 = 0.1$, $\omega \approx 0.03$.



Рис. 10. Траектории частиц на границе осцилляционной неустойчивости; l = 2, M = 1.5, $\Omega_0 \approx 0.23$, $\Omega_1 = 0.1$, $\omega \approx 0.07$.



Рис. 11. Критическая частота для N = 2 (сплошная линия) и N = 3 (штриховая линия); $\Omega_1 = 0$.

пяти частиц (область O_2 на рис. 8). По этой причине мы ограничимся обсуждением нелинейной динамики кластера с N = 5.

Для вывода нелинейных уравнений используется стандартный метод Крылова–Боголюбова. Положим $\Omega_0 = \Omega_{cr} + \varepsilon^2 \delta$, где $\varepsilon \ll 1$ – малый параметр. При приближении к границе области O_2 на рис. 8 сверху величина δ обращается в нуль и при $\delta < 0$ развивается неустойчивость. На нижнем крае области O_2 ситуация обратная – неустойчивости соответствуют значения $\delta > 0$.

После подстановки $\mathbf{r}_{j} \rightarrow \mathbf{r}_{j}^{(0)} + \varepsilon \mathbf{r}_{j}$ исходные уравнения движения (3) разлагаются по степеням є до третьей степени и затем используются преобразования (6), (7). В результате получаются уравнения вида

$$\tilde{\mathbf{\ddot{r}}}_{l} = \mathbf{F}_{l} \cdot \tilde{\mathbf{r}}_{l} + \varepsilon \mathbf{F}_{l}^{2} + \varepsilon^{2} \mathbf{F}_{l}^{3}, \qquad (18)$$

где матрицы \mathbf{F}_l задаются соотношением (8). Матрицы \mathbf{F}_l^2 квадратично зависят от $\tilde{\mathbf{r}}_l$, а матрицы \mathbf{F}_l^3 помимо кубичных членов разложения содержат линейный член, пропорциональный δ .

Решение уравнений (18) ищется в виде разложения

$$\widetilde{\mathbf{r}}_{l} = \delta_{l,0}A_{0}(\tau)\mathbf{P}_{0} + \delta_{l,2}\left[e^{-i\omega_{0}t}A_{1}(\tau) + e^{i\omega_{0}t}A_{2}(\tau)\right]\mathbf{P} + \delta_{l,3}\left[e^{-i\omega_{0}t}A_{2}^{*}(\tau)(\tau) + e^{i\omega_{0}t}A_{1}^{*}(\tau)\right]\mathbf{P}^{*} + (19) + \sum_{s=-2}^{2}e^{is\omega_{0}t}[\varepsilon\mathbf{B}_{s,l}(\tau) + \varepsilon^{2}\mathbf{C}_{s,l}(\tau)],$$

где $\tau = \varepsilon t$ — медленное время. В разложении (19) вектор $\mathbf{P}_0 = (0, 1, 0)$ и $A_0(\tau)$ — действительная медленно меняющаяся амплитуда, т.е. первый член разложения описывает медленное вращение кластера вокруг оси *z*. Комплексные амплитуды $A_{1,2}(\tau)$ отвечают возмущениям, распростра-

няющимся в разных направлениях кольцевой структуры. Частота ω_0 является двукратно вырожденным корнем дисперсионного уравнения $\det(\omega_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{F}_2) = 0$ при $\Omega_0 = \Omega_{cr}$, а \mathbf{P} – соответствующим собственным вектором, т.е. $(\omega_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{F}_2) \cdot \mathbf{P} = 0$. Подлежащие определению поправки $\mathbf{B}_{s,l}(\tau)$ и $\mathbf{C}_{s,l}(\tau)$ удовлетворяют условиям действительности, вытекающим из соотношений $\tilde{\mathbf{r}}_{5-l} = \tilde{\mathbf{r}}_l^*$.

После подстановки соотношения (19) в уравнения (18) в нулевом члене разложения по є получается нуль. Следующий член разложения позволяет выразить поправки $\mathbf{B}_{s,l}(\tau)$ через производные амплитуд $A_{0,1,2}(\tau)$ и их квадратичные комбинации. Условие существования решения для поправок $\mathbf{C}_{s,l}(\tau)$ приводит к системе уравнений для амплитуд

$$\begin{aligned} \ddot{A}_{1} &= -\beta \delta A_{1} - \gamma_{1} A_{1} |A_{1}|^{2} - \gamma_{2} A_{1} |A_{2}|^{2} - \gamma_{3} A_{1} \dot{A}_{0}, \\ \ddot{A}_{2} &= -\beta \delta A_{2} - \gamma_{1} A_{2} |A_{2}|^{2} - \gamma_{2} A_{2} |A_{1}|^{2} + \gamma_{3} A_{2} \dot{A}_{0}, \end{aligned}$$
(20)

$$\ddot{A}_0 = \alpha \frac{d}{d\tau} \Big(|A_1|^2 - |A_2|^2 \Big).$$
(21)

Явные выражения для коэффициентов α , β и γ_i практически необозримы, однако они могут быть рассчитаны численными методами. Заметим, что коэффициент β на верхней границе области O_2 на рис. 8 всегда положителен, а на нижней отрицателен. Остальные коэффициенты могут менять знак при изменении параметров M и Ω_1 .

Физический смысл уравнений (20), (21) достаточно прозрачен. Члены, пропорциональные β , на линейной стадии приводят в зависимости от знака δ либо к экспоненциальному росту амплитуд, либо к медленным осцилляциям. Остальные члены описывают параметрическое взаимодействие колебаний с амплитудами $A_{1,2}$ и их связь с вращением кластера в горизонтальной плоскости, описываемым амплитудой A_0 . В соответствии с уравнением (21), вращение кластера возникает благодаря неравенству амплитуд $|A_1| \neq |A_2|$.

Полагая, что в начальный момент времени вращение отсутствует, проинтегрируем уравнение (21)

$$\dot{A}_0 = \alpha (|A_1|^2 - |A_2|^2).$$
 (22)

Тогда уравнения (20) переписываются в виде

$$\ddot{A}_i = -\frac{\partial U}{\partial A_i^*}, \quad (i = 1, 2),$$
(23)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

где

$$U = \beta \delta(|A_1|^2 + |A_2|^2) + \frac{\gamma_1'}{2} (|A_1|^4 + |A_2|^4) + \gamma_2' |A_1|^2 |A_2|^2,$$
(24)

и $\gamma'_1 = \gamma_1 + \alpha \gamma_3, \ \gamma'_2 = \gamma_2 - \alpha \gamma_3.$

Для достаточно больших амплитуд *А*_{1,2} эффективный потенциал (24) положителен при выполнении двух условий

$$\gamma'_1 > 0, \quad \gamma'_1 + \gamma'_2 > 0.$$
 (25)

Если одно из этих неравенств нарушается, то решение уравнений (23) за конечное время стремится к бесконечности, т.е. неустойчивость приобретает взрывной характер.

Представляют интерес стационарные решения (23) в области неустойчивости $\beta\delta < 0$. При выполнении неравенств (25) существует несколько

ненулевых решений уравнений $\partial U / \partial A_i^* = 0$. Вопервых, есть решение с равными амплитудами

$$|A_1^0| = |A_2^0| = -\frac{\beta\delta}{\gamma_1' + \gamma_2'}.$$
 (26)

Подставляя в уравнения (23) $A_i(\tau) = A_i^0 + \delta A_i(\tau)$ и удерживая линейные члены разложения по δA_i , легко убедиться, что стационарное решение (26) устойчиво при условии

$$|\gamma_2'| < \gamma_1'. \tag{27}$$

Заметим, что для решения (26) угловая скорость вращения кластера (22) обращается в нуль.

Во-вторых, существуют стационарные решения, для которых одна из амплитуд равна нулю, например,

$$|A_1^0|^2 = -\frac{\beta\delta}{\gamma_1'}, \quad |A_2^0| = 0.$$
 (28)

Это решение устойчиво, если

$$\gamma_2' > \gamma_1'. \tag{29}$$

Разумеется, амплитуды A_1 и A_2 в (28) можно поменять местами. Угловая скорость (22) для решений (28) в нуль не обращается, а направление вращения зависит от знака α и от того, какая из амплитуд равна нулю.

Таким образом, при развитии осцилляционной неустойчивости кластера возникают различные стационарные состояния. Параметрическое взаимодействие может приводить к тому, что амплитуды возмущений равны и кластер как целое не вращается. Частицы кластера при этом периодически движутся вдоль прямых линий подобно тому, как показано на рис. 2, однако направления траекторий зависят от внешних параметров.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021



Рис. 12. Зависимость коэффициентов γ'_1 (кривая *l*) и γ'_2 (кривая *2*) от *M* на верхней границе области O_2 (рис. 8); $\Omega_1 = 0.1$.

Возможна также ситуация, когда только одна из амплитуд возмущений не равна нулю, частицы движутся по окружностям вокруг положений равновесия (рис. 10), а кластер как целое вращается с постоянной угловой скоростью вокруг оси *z*. Какая из двух амплитуд $A_{1,2}$ отлична от нуля и направление вращения определяется случайными факторами. Кластер в этом случае становится хиральным.

Зависимость коэффициентов γ'_1 и γ'_2 от M на верхней границе области O_2 (рис. 8), рассчитанная численно при помощи потенциала (1), показана на рис. 12. При $M < M_0 \approx 1.33$ коэффициент $\gamma'_1 < 0$, т.е. в соответствии с неравенствами (25) стационарных состояний нет и неустойчивость носит взрывной характер. Сюда, в частности, попадает вся левая часть области O_2 (рис. 8).

В интервалах $M_0 < M < M_1 \approx 1.63$ и $M > M_2 \approx 1.88$ выполняется неравенство (29), т.е. неустойчивость насыщается на слабонелинейной стадии. В стационарном состоянии кластеры становятся хиральными, и амплитуда осцилляций определяется соотношениями (28). В интервале $M_1 < M < M_2$ амплитуды обеих осцилляций равны (26), а хиральность пропадает.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развита теория устойчивости конечных кластеров пылевых частиц в приэлектродном слое плазмы с учетом невзаимного характера сил. Рассмотрены кластеры в виде правильного многоугольника с числом частиц от двух до пяти. Определены параметры плазмы, при которых развиваются апериодические неустойчивости, приводящие к формированию трехмерных структур.

Для кластеров, состоящих из четырех или пяти частиц, возможно развитие осцилляционной не-

устойчивости, аналогичной неустойчивости связанных волн в бесконечном кристалле. В результате развития неустойчивости пятичастичного кластера в определенной области параметров плазмы формируется аналог временного кристалла, обладающего хиральностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Комплексная и пылевая плазма / Ред. Фортов В.Е., Морфилл Г.Е. М.: Физматлит, 2012.
- Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.M. Elementary Physics of Complex Plasmas. Lect. Notes Phys. 731. Belin, Heidelberg: Springer, 2008.
- Кедель Л., Носенко В., Жданов С., Ивлев А.В., Лаут И., Яковлев Е.В., Крючков Н.П., Овчаров П.В., Липаев А.М., Юрченко С.О. // УФН. 2019. Т. 189. С. 1070.

- Juan W.-T., Huang Z.-H., Hsu J.-W., Lai Y.-J., Lin I. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. R6947.
- Amiranashvili Sh., Gusein-zade N., Ignatov A. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. P. 3098.
- Amiranashvili Sh.G., Gusein-zade N.G., Tsytovich V.N. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 016407.
- D'yachkov L.G., Myasnikov M.I., Petrov O.F., Hyde T.W., Kong J., Matthews L. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 093702.
- 8. Ваулина О.С. // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. С. 588.
- 9. Ваулина О.С., Саметов Э.А., Лисин Е.А., Лисина И.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1125.
- 10. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 825.
- 11. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 213.
- 12. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 358.
- 13. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 847.
- 14. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 139.

_____ КОСМИЧЕСКАЯ ____ ПЛАЗМА ____

УДК 533.95

НАБЛЮДЕНИЯ СПУТНИКАМИ MMS МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ И ТОКОВЫХ СТРУКТУР ВО ВРЕМЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫХ ДИПОЛИЗАЦИЙ В БЛИЖНЕМ ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ

© 2021 г. А. Ю. Малыхин^{*a*,*}, Е. Е. Григоренко^{*a*,**}

^а Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия *e-mail: anmaurdreg@gmail.com

> **e-mail: elenagrigorenko 2003@yandex.ru Поступила в редакцию 21.10.2020 г. После доработки 22.12.2020 г. Принята к публикации 23.12.2020 г.

Представлены наблюдения и выполнен анализ двух последовательных продолжительных диполизаций в геомагнитном хвосте (на расстоянии $X \sim -18.3R_{\rm E}$ от Земли, $R_{\rm E}$ – радиус Земли) по данным миссии MMS. Во время данных диполизаций было выделено 8 диполизационных фронтов (ДФ), для которых были определены скорости распространения и их пространственный масштаб. Скорости движения ДФ находились в диапазоне 130–360 км/с. Пространственный масштаб квазиизолированных ДФ вдоль направления их движения, наблюдаемых в начале первой диполизации, составлял ~1 ρ_i (где ρ_i – ионный гиррорадиус), в то время как пространственный масштаб ДФ, наблюдаемых в зоне накопления магнитного потока, составлял ~5 ρ_i . Используя методы многоступниковых наблюдений, определены плотности электрических токов, связанных с ДФ, на субионных масштабах. Показано, что одновременно с ДФ наблюдались тонкие ($\leq 0.4\rho_i$), интенсивные электронные токовые структуры, с амплитудой плотности тока от 10 до 60 нА/м², образующие сложную многомасштабную трехмерную конфигурацию.

DOI: 10.31857/S0367292121050061

1. ВВЕДЕНИЕ

Космическое пространство в солнечной системе заполнено плазмой солнечного ветра, который переносит вмороженное в него межпланетное магнитное поле (ММП). В свою очередь, Земля имеет собственное магнитное поле, и в результате его взаимодействия с солнечным ветром в нем формируется кометоподобная полость – магнитосфера Земли. Постоянное взаимодействие магнитного поля Земли с солнечным ветром сопровождается поступлением энергии солнечного ветра внутрь магнитосферы. Так, на дневной стороне магнитосферы происходят процессы пересоединения между ММП и магнитным полем Земли. Силовые линии, образованные в результате такого пересоединения, переносятся солнечным ветром на ночную сторону, формируя вытянутую структуру – геомагнитный хвост (см. рис. 1а). В результате этого процесса в хвосте магнитосферы Земли происходит постоянное накопление магнитного потока, и, соответственно, магнитной энергии. При этом,

стабильность такой вытянутой магнитной конфигурации поддерживается поперечным электрическим током, текущим в экваториальной плоскости геомагнитного хвоста. Конечно, энергия не может запасаться в хвосте магнитосферы бесконечно, и может спонтанно высвобождаться в токовом слое, например, в результате магнитного пересоединения, при котором магнитная энергия трансформируется в тепловую и кинетическую энергию плазмы [1].

Высвобождение магнитной энергии в токовом слое хвоста приводит к возмущению тока в слое и изменению токовой структуры, в результате которого формируется система противоположно направленных продольных токов, которые вдоль силовых линий магнитного поля текут к Земле (от Земли) и замыкаются в ионосфере посредством аврорального электроджета. Такая токовая конфигурация, как правило, связана с развитием суббури [2, 3] (рис. 16, в). В данной работе нас будут интересовать процессы, происходящие в геомагнитном хвосте и являющиеся последствиями маг-



Рис. 1. (Цветной онлайн.) Схематичное изображение магнитосферы Земли и направления осей GSM системы координат (а); схематичное изображение возмущения хвостового тока, отображающее структуру системы электрических токов суббуревого токового клина и формирования аврорального электроджета [3]: (б) – в перспективе и (в) – проекция на плоскость *XY*.

нитного пересоединения. А именно, в результате пересоединения образуются силовые линии, замкнутые на приполярные области Земли, которые движутся к Земле вместе с ускоренным потоком плазмы [1]. В такой магнитной конфигурации усилена дипольная компонента магнитного поля (B_7).

Одним из ключевых процессов в динамике геомагнитного хвоста является магнитная диполизация, проявляющаяся в быстром, локальном увеличении дипольной составляющей магнитного поля (B_Z). Спутниковые наблюдения показали, что быстрое усиление поля B_{Z} вызвано распространением пространственных магнитоплазменных структур — диполизационных фронтов ($Д\Phi$), которые, обычно, наблюдаются одновременно с движущимися к Земле ускоренными потоками [4-6]. Такие потоки вместе с ДФ переносят энергию и массу от удаленного источника, находящегося в хвосте, к околоземному плазменному слою, где высокоскоростные потоки замедляются и отклоняются (см. [7, 8] и ссылки там). Эта, так называемая, область торможения потока расположена в хвосте магнитосферы на радиальных расстояниях от Земли ~ $(7-20)R_{\rm E}$ [9].

Явления реконфигурации магнитных силовых линий активно изучаются в течение последних десятилетий. Было показано, что процессы диполизации имеют два различных временных масштаба: 1) распространяющиеся изолированные $Д\Phi$, наблюдаемые в течение <3 мин (см., например, [5, 6, 10, 11]); 2) так называемые "вторичные", продолжительные диполизации, связанные с торможением ускоренных потоков и накоплением магнитного потока в околоземном хвосте (см., например, [12-14]. Вторичные диполизации наблюдаются в течение гораздо более длительных периодов времени (до нескольких часов) и обычно связаны с формированием суббуревого токового клина [3, 15, 16]. В работе [17] было показано, что во время формирования суббуревого токового клина и роста давления плазмы, наблюдалось торможение и отклонение в азимутальном направлении ускоренных потоков в околоземном плазменном слое. Результаты моделирования, а также многоспутниковые наблюдения показали, что область торможения ускоренных потоков локализована в пространстве, в то время как связанное с этим увеличение магнитного поля B_Z (диполизация) развивается в более широкой пространственной области, распространяясь как азимутально, так и радиально (см., например, [17–20]). Многоспутниковые наблюдения показали, что суббуревой токовый клин может состоять из множества более мелкомасштабных структур (так называемых, "wedgelets" в англоязычной литературе: см, например, [21]).

До недавнего времени изучение магнитной структуры как изолированных ДФ, так и области крупномасштабной диполизации на субионных масштабах было невозможным, в силу недостаточного пространственного разрешения спутниковых наблюдений. Так, многоспутниковые наблюдения Cluster позволили исследовать пространственную структуру ДФ только на ионных масштабах. Было показано, что толщина фронта составляет порядка гирорадиуса тепловых ионов (р_i) [6, 7, 22]. В 2013 г. спутниковая конфигурация Cluster была таковой, что расстояния между парой спутников составляли несколько десятков километров, что значительно меньше гирорадиуса тепловых ионов. Благодаря такой конфигурации. на основе анализа градиентов магнитного поля в работе [13] впервые было показано, что с ДФ связаны интенсивные токовые структуры, локализованные на электронных масштабах. Однако наблюдения лишь с двух спутников не позволяли вычислить трехмерную плотность тока. После запуска миссии Magnetospheric Multiscale (MMS) [23], четыре спутника которой образовывают в пространстве тетраэдр с характерным масштабом (1-2)р_е (р_е – гирорадиус тепловых электронов), эти результаты были подтверждены наблюдениями [24]. Важность исследования мелкомасштабной токовой структуры зоны диполизации обусловлена тем, что она может быть частью мелкомасштабной структуры суббуревого токового клина [21]. Кроме того, мелкомасштабная токовая структура обусловлена наличием сильных локализованных градиентов магнитного поля, которые могут быть источником волновой активности. Последняя может приводить к дополнительному рассеянию электронов в конус потерь и их высыпанию в авроральной области [14, 25, 26].

В данной работе, используя преимущества наблюдений MMS с высоким временным и пространственным разрешением, мы исследовали многомасштабную магнитную и токовую структуру Д Φ , наблюдаемую во время двух последовательных продолжительных диполизаций, связанных с торможением и накоплением магнитного потока в ближнем хвосте магнитосферы Земли.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе использованы данные феррозондовых магнитометров Analog Flux-Gate (AFG) и Digital Flux-Gate (DFG), которые представляют собой блок магнитометров fluxgate magnetometer (FGM), входящих в состав эксперимента FIELDS [27, 28]. Комплекс этих приборов позволяет измерять магнитное поле с временным разрешением от 0.125 с до 7.8125 мс.

Данные о параметрах плазмы были получены комплексом Fast Plasma Investigation (FPI). FPI представляет собой комплекс ионных и электронных спектрометров, позволяющих измерять 3D функции распределения ионов и электронов с максимальным временным разрешением 150 и 30 мс соответственно, в диапазоне энергий от ~10 эВ до 30 кэВ [29]. Наблюдения FPI с высоким временным разрешением позволяют вычислить величину плотности электрических токов по измеренным потоковым скоростям заряженных частиц (электронов и ионов) и их концентрациям.

Везде в работе используется солнечно-магнитосферная геоцентрическая система координат (GSM). В данной системе координат ось X направлена вдоль линии Земля—Солнце. Направление оси Yопределяется как векторное произведение направления X и оси магнитного диполя Земли. Ось Z определяется как векторное произведение осей X и Y.

3. НАБЛЮДЕНИЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫХ ДИПОЛИЗАЦИЙ 06.07.2017 В 01.37-01.55 UT

На рис. 1 представлен интервал наблюдения продолжительных диполизаций магнитного поля, наблюдаемых в полуночном секторе геомагнитного хвоста спутниками MMS (приведены данные со спутника MMS-1) 06.07.2017 в 01.37–01.55 UT на радиальном расстоянии от Земли ~18.9 $R_{\rm E}$ ($R_{\rm E}$ – радиус Земли). Координаты MMS приведены в нижней части рис. 2.

На рис. 2а-в представлены измерения компонент магнитного поля B_X , B_Y , B_Z соответственно. Из представленных данных видно, что во время наблюдения диполизаций спутники находились вблизи нейтральной плоскости, так как абсолютная величина B_{χ} компоненты магнитного поля не превышала 10 нТл. Двумя оттенками серого цвета выделены интервалы (I и II) наблюдения двух продолжительных диполизаций, наблюдаемых во время осцилляций ускоренного потока плазмы (рис. 2е) [25]. Вертикальные штриховые линии отмечают моменты времени наблюдения ДФ, которые проявляются в резких возрастаниях *B*_Z-компоненты магнитного поля с амплитудой $\Delta B_Z > 5$ нТл на временном интервале ≤ 30 с (см., например, [6]).



Рис. 2. (Цветной онлайн.) Наблюдения двух продолжительных диполизаций магнитного поля (I и II), выделены серым цветом, по данным спутника MMS-1 06.07.2017 в 01.37–01.55 UT. Вертикальными штриховыми линиями обозначены $Д\Phi$, исследуемые в данной работе. Номер $Д\Phi$ указан над верхней панелью. Сверху вниз показаны: временной ход B_X (а), B_Y (б) и B_Z (в) компонент магнитного поля; временные профили концентрации (г) и температуры ионов (д) по данным FPI; три компоненты потоковой скорости ионов (е); под нижней компонентой представлены радиальные расстояния от Земли и координаты спутника в GSM системе координат в соответствующие моменты времени.

Первая диполизация (интервал I) наблюдаемая в ~01.39–01.44 UT включает в себя 4 Д Φ . За каждым Д Φ наблюдалось уменьшение плотности ионов и локальное возрастание их температуры (рис. 2г, д). Такое поведение плазменных параметров согласуется с представлением о том, что ДФ является границей между горячей и разряжённой плазмой, связанной с ускоренным потоком, и более плотной и холодной плазмой невозмущенного плазменного слоя [6]. Помимо четырех ДФ в данном событии наблюдается тенденция медленного возрастания величины B_Z -компоненты магнитного поля, и ее последующая релаксация (на интервале ~5 мин). Таким образом, в рассматриваемом интервале наблюдается продолжительная диполизация, включающая в себя несколько ДФ. О таком явлении сообщалось ранее в работе [24], в которой оно было классифицировано как вторичная диполизация, связанная с торможением быстрого потока плазмы и накоплением магнитного потока в ближнем хвосте.

Следующая продолжительная диполизация (интервал II) наблюдалась в ~01.44–01.55 UT. В этой диполизации, в отличие от предыдущей, ДФ не так ярко выражены. В данном событии можно выделить фазу быстрого роста B_{Z^-} компоненты магнитного поля, которая ассоциируется с головным ДФ (№ 5), фазу плавного роста, на которой наблюдаются фронты № 6–8, и фазу релаксации диполизации, которая продолжается и за пределами выделенного интервала. Также как и в первом интервале, на каждом ДФ наблюдаются уменьшения концентрации заряженных частиц и возрастание температуры (рис. 2г).

Для определения направления движения и ориентации ДФ № 1-8 был использован метод анализа минимальной и максимальной вариации магнитного поля (Minimum and Maximum Variance Analysis – MVA [30]). Для каждого Д Φ был выделен интервал времени его наблюдения, внутри которого определялись моменты времени, соответствующие минимуму и максимуму В₂-компоненты магнитного поля. В дальнейшем, используя временной ряд измерений вектора магнитного поля В, в пределах этого интервала, был проведен MVA-анализ. В результате были определены направление максимальной вариации магнитного поля – *L*-направление; направление, вдоль которого вариация магнитного поля имела среднюю амплитуду – М-направление и направление минимальной вариации – *N*-направление. В случае, если фронт имеет плоскую структуру, *N*-направление совпадает с направлением нормали к фронту. Таким образом, мы определили локальную систему координат, связанную с исследуемой нами магнитоплазменной структурой. В такой системе координат можно выполнить более детальный анализ магнитной структуры ДФ. Направления осей системы координат LMN полученные отдельно для каждого ДФ приведены в табл. 1.

На рис. 3 и 4 представлены интервалы наблюдений выделенных ДФ. Нумерация панелей на рисунках соответствует номеру ДФ, буквенные индексы идентичны для каждой диполизации. На панелях Ха и Хб рис. 3 и 4 (где X – номер ДФ), представлены временные профили B_{Z^-} и B_{Γ} ком-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

понент магнитного поля. На примере ДФ 3 и 7, хорошо видны отличия между профилями B_Z и B_l . Таким образом, переход в LMN-систему координат позволяет более точно определить моменты времени, когда наблюдается минимум (t_{start}) и максимум (t_{stop}) вариации B_l -компоненты магнитного поля, связанного с ДФ, и, соответственно, определить продолжительность $\Delta t = t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$ наблюдения фронта (см. табл. 1). На рис. 3 и 4 интервал Δt выделен серым цветом.

Благодаря малому разведению спутников MMS, $\Delta d \sim 23$ км (см. рис. 5), можно с большой вероятностью утверждать, что при прохождении $\square \Phi$ космические аппараты наблюдают одну и ту же пространственную структуру, в которой за время ее наблюдения изменение магнитной конфигурации во времени незначительно. Временные профили магнитного поля ДФ с четырех спутников практически идентичны. однако наблюдаются незначительные задержки, связанные с распространением ДФ (см. Ха и Хб на рис. 3 и 4). Зная задержки во времени наблюдения магнитной структуры ДФ разными спутниками MMS и расстояния между спутниками, можно с помощью метода "тайминга" [31] определить вектор скорости V_t распространения Д Φ .

В связи с тем, что временные задержки (*dt*) очень малы, для их определения использовался метод кросс-корреляционного анализа. Затем, решая следующее уравнение в векторной форме $(d\mathbf{r} \cdot \mathbf{V}_t)/|V_t|^2 = dt$, для каждого ДФ были получены V_t и $v = V_t/|V_t|$ – вектор скорости ДФ и единичный вектор направления распространения наблюдаемой структуры соответственно. Полученные результаты представлены в табл. 1.

Зная, скорость и время наблюдения ДФ можно определить масштаб наблюдаемой структуры в направлении ее пересечения спутниками MMS $(\Delta L_f = |V_t| \cdot \Delta t)$. Результаты вычисления пространственных масштабов ДФ также представлены в табл. 1.

Спутниковая конфигурация в форме тетраэдра позволяет определить вектор градиента магнитного поля (∇B) и вычислить три компоненты плотности электрического тока (J) [30]. Данный метод ("курлометр"), как и другие методы многоспутникового анализа были разработаны для миссии CLUSTER. Спутниковая конфигурация MMS аналогична спутниковой конфигурации CLUSTER, однако малые расстояния между спутниками MMS позволяют обнаружить наличие мелкомасштабных (субионных) токовых структур, которые было невозможно наблюдать на спутниках CLUSTER, и с хорошей точностью определить три компоненты плотности тока в них.

На панелях Хв и Хг рис. 3 и 4 представлены временные профили компонент J и ∇B , паралТаблица 1.

		Результаты MVA	
		LMN координаты в GSM	Скорости по задержкам между
	Лата	$l_x m_x n_x$	спутников
	Время начала	$l_y m_y n_y$	$V_x = V_x$
ДФ №	Время конца	$l_z m_z n_z$	$V_v V_v$
	Δt	собственные значения матрицы	V_{z} V_{z}
	ΔL_{f}	ковариации:	<u></u> V , км/с
		λ_l λ_m λ_n	азимут склонение
		λ_l/λ_m λ_m/λ_n	
1	06.07.2017	-0.2875 -0.9521 0.1040	-145.1244 -0.6816
	01:39:24.851	0.2739 -0.1857 -0.9436	99.1415 0.4656
	01:39:29.413	0.9178 - 0.2428 - 0.3142	-120.2071 -0.5645
	4.5626 c	1.2526 0.1606 0.0096	212.9316
	971.5 км/0.7р _і	7.7981 16.7325	-34.3389 -53.8312
2	06.07.2017	-0.7101 0.6960 0.1066	43.5367 0.3155
	01:40:01.226	$0.0052 - 0.1462 \ 0.9892$	118.9670 0.8621
	01:40:06.976	0.7041 0.7030 0.1002	54.7392 0.3967
	5.7501 c	7.8350 0.0982 0.0082	138.0036
	793.5 км/0.4р _і	79.7544 11.9622	69.8996 40.8333
3	06.07.2017	-0.6347 -0.3494 -0.6893	124.9762 0.5981
	01:40:35.351	0.6726 0.1894 -0.7153	167.4388 0.8014
	01:40:39.914	$0.3804 - 0.9177 \ 0.1148$	-1.0970 -0.0053
	4.5626 c	43.2972 5.0246 0.1273	208.9402
	953.3 км/1.3р _і	8.6171 39.4584	53.2624 -0.6016
4	06.07.2017	-0.1860 - 0.5819 - 0.7917	216.1906 0.5974
	01:41:07.727	0.2812 0.7405 -0.6104	257.5768 0.7118
	01:41:21.790	$0.9414 - 0.3362 \ 0.0259$	133.6599 0.3694
	14.063 c	5.9939 0.5369 0.1240	361.8689
	5088.8 км/3.2р _і	11.1641 4.3305	49.9924 38.4823
5	06.07.2017	$-0.3480 - 0.9344 \ 0.0765$	31.4651 0.1797
	01:44:36.730	-0.0091 -0.0782 -0.9969	166.0467 0.9482
	01:45:09.543	$0.9374 - 0.3476 \ 0.0187$	45.8887 0.2620
	32.813 c	25.6582 1.0518 0.1454	175.1209
	5746.2 км/4.3р _і	24.3953 7.2350	79.2699 28.5045
6	06.07.2017	-0.3717 0.1938 0.9079	140.7063 0.8135
	01:45:29.980	$-0.0608 - 0.9810 \ 0.1845$	87.0464 0.5032
	01:45:43.981	0.9263 0.0133 0.3764	50.4436 0.2916
	14.000 c	6.8700 0.1776 0.0370	172.9737
	2421.6318 км/3.0р _і	38.6842 4.7968	31.7425 31.3730
7	06.07.2017	-0.7153 -0.5572 0.4218	-25.2070 -0.1248
	01:46:23.044	-0.1019 - 0.5140 - 0.8517	-200.3566 -0.9921
	01:46:45.606	0.6914 -0.6522 0.3109	1.8595 0.0092
	22.56 c	3.0429 0.1377 0.0654	201.9446
	4556.5 км/7.0р _і	22.0995 2.1055	82.8293 1.0551

ДФ №	Дата Время начала <u>Время конца</u> Δt ΔL _f	Результаты MVA LMN координаты в GSM l_x m_x n_x l_y m_y n_y l_z m_z n_z coffcetberhhile значения матрицы ковариации: λ_l λ_m λ_n λ_l λ_m λ_n λ_l/λ_m λ_m/λ_n λ_n	Скорости по задержкам между спутников $V_x \qquad V_x \\ V_y \qquad V_y \\ \frac{V_z \qquad V_z}{ V , \ \kappa m/c}$ азимут склонение
8	06.07.2017 01:48:42.420 <u>01:49:08.671</u> <u>26.25 с</u> 5188.9 км/5.0р _i	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$	$\begin{array}{r} -131.4118 & -0.6648 \\ -131.5691 & -0.6656 \\ \hline -67.0413 & -0.3392 \\ \hline 197.6715 \\ 45.0343 & -35.7933 \end{array}$

лельных магнитному полю, и модулей перпендикулярных компонент соответственно. Штриховыми линиями выделены моменты возрастаний значений ∇B_{\perp} . Видно, что временные профили модулей перпендикулярных компонент J_{\perp} и ∇B_{\perp} имеют локальные максимумы, связанные с началом и окончанием наблюдения ДФ. Возрастания ∇B_{\perp} наиболее четко выражены для трех головных ДФ (\mathbb{N} 1–3) первой диполизации (интервал I). В зоне накопления магнитного потока (ДФ \mathbb{N} 4) амплитуда ∇B_{\perp} уменьшается, и магнитная структура ДФ становится более сложной и нерегулярной.

Из представленных наблюдений плотности тока видно, что ДФ имеют сложную многомасштабную пространственно-временную токовую структуру. Так вблизи границ ДФ, наблюдаются периодические вариации продольной компоненты плотности электрического тока J_I. При подробном анализе временных профилей J_{\parallel} , видно, что перед ДФ № 1 наблюдаются слабые биполярные вариации амплитудой $|J_{\parallel}| < 5$ нА/м², тогда как на самом Д Φ , и за ним, в зоне накопления потока, амплитуда $|J_{\parallel}|$ начинает превышать 10 нА/м². На последующих ДФ (№ 2 и 3) плотность параллельных токов усиливается до пика амплитуды $|J_{\parallel}|$ ~ 38 нА/м², и на ДФ № 4 наблюдается релаксация J_{\parallel} до 10 нА/м² по модулю, однако наличие биполярных вариаций сохраняется. Также, стоит отметить, что ДФ № 4 более продолжительный и может представлять более нерегулярную структуру, относящуюся к формированию вторичной, продолжительной диполизации в зоне накопления магнитного потока.

Аналогичная картина наблюдается и во время второй диполизации (интервала II, ДФ № 5–8). Однако, в данной диполизации ДФ имеют боль-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

шую длительность, чем головные ДФ первой диполизации, и нерегулярную пространственную структуру, аналогичную ДФ № 4.

ДФ № 5–8 также имеют сложную токовую структуру. Аналогично первой диполизации наблюдаются биполярные вариации плотности J_{\parallel} , как перед ДФ, так и на самих фронтах. Причем амплитуда этих вариаций максимальна на фронте и за фронтом. Так на ДФ № 5, 6 амплитуда J_{\parallel} перед фронтом не превышала 10 нА/м², а на фронте достигала ~40 нА/м² (см. рис. 4, панели 5в и 6в). К концу второй диполизации (на ДФ № 8) наблюдается падение плотности параллельного электрического тока до 5–10 нА/м².

На рис. 3 панелях Хв хорошо видно, что на головных ДФ первой диполизации наблюдаются сильные всплески J_{\perp} с амплитудой до ~45 нА/м², которые можно ассоциировать с минимумом и максимумом B_l компоненты магнитного поля, т.е. с границами ДФ. При этом видно, что амплитуда всплесков J_{\perp} последовательно возрастает на ДФ № 1–3. Так на ДФ № 1 амплитуда плотностей токов J_{\perp} составляет ~10–20 нА/м², в то время как на ДФ № 2 и 3 она увеличивается с ~30 нА/м² до ~45 нА/м² соответственно.

В дальнейшем, на ДФ № 4, в зоне накопления магнитного потока, наблюдается уменьшение амплитуды J_{\perp} до 10–20 нА/м², а также более сложная, нерегулярная структура токов J_{\perp} . Стоит отметить, что перед ДФ № 4 (в ~01.41.00 UT) наблюдается незначительное увеличение B_I -компоненты магнитного поля с амплитудой <5 нТл, которое не удовлетворяет нашему критерию идентификации ДФ. Однако, с этим возрастанием B_I связаны значительные возрастания плотности токов J_{\perp} с амплитудой ~17–28 нА/м², аналогичные тем, которые наблюдаются на ДФ № 1–3.



Рис. 3. (Цветной онлайн.) Наблюдения ДФ № 1–4 во время первой диполизации (I на рис. 2). Вертикальными штриховыми линиями выделены моменты наблюдения сильных перпендикулярных градиентов магнитного поля. Подписи к панелям представлены в формате X_Z , где литера "Х" обозначает номер диполизации, а литера "z" панели со следующими наблюдениями: временные профили B_Z (а) и B_I (б) компоненты магнитного поля с четырех спутников MMS; временной ход перпендикулярной (J_\perp) и параллельной (J_\parallel) магнитному полю компонент вектора плотности электрического тока (в); временной ход перпендикулярной (∇B_\perp) и параллельной (∇B_\parallel) магнитному полю компонент вектора градиента магнитного поля (г); три компоненты вектора плотности электрического тока в LMN системе координат (д).



Рис. 4. (Цветной онлайн.) Наблюдения ДФ № 5–8 во время второй диполизации (II на рис. 2). Формат рисунка аналогичен формату рис. 3.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021



Рис. 5. (Цветной онлайн.) Тетраэдрическая конфигурация четырех спутников MMS 06.07.2017 в 01 : 49 : 30 UT и ее проекция на плоскости *XY*; *XZ* и *YZ* в GSM системе координат.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе выполнен анализ двух диполизаций, наблюдаемых спутниками MMS 06.07.2017 в 01.37-01.55 UT, длительность которых превышает 5 мин. Во время этих диполизаций наблюдались осцилляции ускоренного плазменного потока, которые обычно связаны с торможением ускоренных потоков в ближнем хвосте [25]. Во время данных диполизаций наблюдались серии ДФ (ДФ № 1-4 и ДФ № 5-8 во время интервалов I и II соответственно). Конфигурация спутников MMS в форме тетраэдра, позволяет использовать методы многоспутниковых наблюдений для определения пространственных масштабов магнитной и токовой конфигурации ДФ. Эти методы широко применялись для анализа наблюдений предыдущей миссии Cluster. Однако в отличие от данных Cluster, благодаря малому разнесению космических аппаратов миссии MMS

(~23 км), возможно более детальное изучение динамики и структуры $Д\Phi$ на субионных масштабах. Также, малые расстояния между спутниками позволяют более точно разделить пространственные и временные эффекты, выявить наличие очень тонких токовых структур, связанных с $Д\Phi$.

Используя методы "тайминг" и МVA-анализа, для каждого ДФ были определены величина и направление скорости их распространения, и установлено, что направления скоростей, полученных в результате "тайминг"-анализа, достаточно хорошо согласуются с направлениями нормалей к ДФ, вычисленных по методу MVA (см. табл. 1). Данное соответствие свидетельствует о том, что на пространственном масштабе спутникового тетраэдра MMS ДФ можно считать плоскими магнитоплазменными структурами.

Средняя продолжительность наблюдений ДФ составила ~15.6 с, а характерный пространственный размер варьировал от ~800 до ~6000 км, что составляло от ~0.7 ρ_i до 7 ρ_i . Вне зависимости от того, на какой фазе рассматриваемых диполизаций наблюдались ДФ, их скорость распространения варьировалась от 130 до 360 км/с.

Во время двух последовательных продолжительных диполизаций помимо величины скорости ДФ, также изменялось направление их движения. На верхней панели рис. 6 схематично показаны направления скоростей распространения каждого Д Φ из табл. 1 в плоскости *XY* (красные стрелки), и направления нормалей к ДФ (синие стрелки). На рис. 6 видно, что в большинстве случаев спутники MMS пересекают фронтальную границу Д Φ (вдоль нормали к поверхности). Д Φ , наблюдаемые во время первой диполизации, движутся в основном к Земле, за исключением ДФ № 1. Кроме этого, они имеют значительную составляющую скорости, направленную к вечернему флангу. О такой динамике ДФ в ближнем хвосте ранее сообщалось в работах [8, 17, 32]. Однако движение ДФ, наблюдаемых во время второй диполизации, более хаотично. Так, например, ДФ № 5 движется преимущественно в направлении вечернего фланга, в то время как ДФ № 7, 8 движутся в сторону утреннего фланга. Также хорошо видно, что направление распространения ДФ слабо коррелирует с направлением ускоренных плазменных потоков. Это свидетельствует о том, что в зоне торможения/осцилляции ускоренных потоков Д Φ , скорее всего, не переносятся ускоренным потоком, а движутся в нем.

Из представленных данных видно, что головные Д Φ , наблюдаемые во время первой диполизации (Д $\Phi \mathbb{N} 1-3$), имеют более короткую длительность, чем Д Φ , регистрируемые в области накопления магнитного потока (Д $\Phi \mathbb{N} 4-8$). При этом, отличаются и их пространственный масштаб. Так, средний масштаб для Д $\Phi \mathbb{N} 1-3$ со-



Рис. 6. (Цветной онлайн.) Проекции на плоскость *XY* направления векторов нормалей к ДФ (n_{xy}), определенных по MVA методу, и направления скорости распространения ДФ (v_{xy}) (а). Вектор n_{xy} берется с таким знаком, чтобы скалярное произведение ($n_{xy} \cdot v_{xy}$) было положительным. Временные профили B_Z -компоненты магнитного поля (б) и трех компонент потоковой скорости ионов (в) аналогично панелям (в) и (е) рис. 2.

ставляет ~900 км, что соответствует ~0.8 ρ_i , в то время как ДФ № 4—8 имеют средний масштаб ~4600 км, что соответствует ~4.5 ρ_i .

Используя метод "курлометра", были вычислены плотности токов, протекающих внутри объема тетраэдра MMS. Установлено, что в начале и в конце ДФ наблюдаются тонкие интенсивные токовые структуры, образованные токами, текущими либо преимущественно параллельно (J_{\parallel}) , либо перпендикулярно (J_{\perp}) магнитному полю. Плотность тока в таких структурах варьировала от ~10 нА/м² до ~60 нА/м². Данные наблюдения согласуются с предыдущими оценками, полученными миссией Cluster [13] и наблюдениями MMS в ближнем хвосте [24]. Характерная продолжительность наблюдения этих токов составляет ~0.7-2.3 с. Предполагая, что эти токовые структуры связаны с ДФ и распространяются вместе с ними, можно оценить их характерные пространственные масштабы, которые составили ~150-470 км, что существенно меньше гирорадиуса тепловых ионов (≲0.4р_{*i*}) (см. табл. 2).

Наши наблюдения также показали, что токовая структура ДФ имеет сложную и, скорее всего, трехмерную конфигурацию. Об этом свидетельствуют наблюдения биполярных вариаций J_{\parallel} . Также на краях ДФ наблюдаются сильные всплески J_{\perp} , одновременно с которыми наблюда-

ются сильные перпендикулярные градиенты магнитного поля. Ранее было показано, что такие градиенты могут быть причиной бетатронного ускорения электронов как на изолированных Д Φ , так и на Д Φ , наблюдаемых во время продолжительных диполизаций (см., например, [33– 35]). Таким образом, перпендикулярные градиенты магнитного поля, связанные с Д Φ , могут способствовать формированию перпендикулярной анизотропии функции распределения электронов. В свою очередь, такая анизотропия может приводить к генерации всплесков узкополосных квазипараллельных вистлерных волн, которые

Ta	б пил	10 7
1a	олиг	ųa ∠

ДФ№	Средняя продолжительность	Средний масштаб
1	~0.7 c	0.1р _і (~150 км)
2	~1.2 c	0.08р _і (~165 км)
3	~1.7 c	0.5р _і (~355 км)
4	~1.3 c	0.3р _і (~470 км)
5	~2.3 c	0.2р _і (~402 км)
6	~1.6 c	0.35р _і (~277 км)
7	~1.4 c	0.43р _і (~321 км)
8	~1.8 c	0.32р _і (~355 км)



Рис. 7. (Цветной онлайн.) Сравнения временных профилей трех компонент плотности электрического тока: J_l (a), J_m (б) и J_n (в), вычисленные по методу "курлометра" (J_{curl}); вычисленные по потоковым скоростям электронов (J_e), и вычисленные по потоковым скоростям электронов и ионов (J_{e+i}).

часто наблюдаются в плазменном слое во время распространения ДФ [26, 33].

В локальной системе координат LMN, связанной с ДФ, временные профили плотности тока демонстрируют наличие биполярных вариаций во всех трех компонентах (см. рис. 3 и 4 панели Хд). Это является дополнительным свидетельством в пользу мелкомасштабной трехмерной токовой конфигурации ДФ.

Помимо малой дистанции между спутниками, еще одно преимущество миссии MMS – беспрецедентное временное разрешение плазменных измерений. Используя данные FPI, из моментов функции распределения были вычислены плотности электрических токов для ионов и электронов по формуле J = enV. На рис. 7 представлены временные профили плотностей токов, вычисленные как по методу "курлометра" (J_{curl}), так и из плазменных параметров: для электронов (J_e) и полного тока электронов и ионов (J_{e+i}) в системе координат LMN. Из рисунка видно, что, в целом, динамика компонент J_{curl} и J_e совпадает, однако их амплитуды несколько различны. Такое отличие почти полностью исчезает при учете ионных токов (J_i).

Однако для мелкомасштабных интенсивных токовых структур, связанных с ДФ, наблюдается очень хорошее соответствие между J_{curl} и J_e (см. рис. 7). Таким образом, основной вклад в формирование мелкомасштабной токовой структуры, связанной с ДФ, вносит именно электронная компонента. Стоит отметить, что такое совпадение временных профилей плотностей токов J_{curl} и J_e выполняется не только на головных ДФ, наблюдаемых в интервале I, но и на ДФ, наблюдаемых в зоне накопления магнитного потока.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены наблюдения и выполнен анализ двух последовательных продолжительных диполизаций в геомагнитном хвосте (на расстоянии X ~ $-18.3R_{\rm F}$) по данным миссии MMS. С высокой точностью определены скорости распространения ДФ и их пространственный масштаб. Также. на субионных масштабах измерены плотности электрических токов, связанных с $\square \Phi$. В результате установлено следующее:

- В зоне торможения/осцилляции ускоренных потоков величина скорости распространения головных (квазиизолированных) ДФ и ДФ. наблюдаемых в зоне накопления магнитного потока, варьировалась от 130 до 360 км/с. Во время первой диполизации скорости ДФ были направлены, в основном, к Земле и в сторону вечернего фланга. Во время второй диполизации ДФ распространялись как в сторону вечернего, так и в сторону утреннего флангов. Последнее может быть связано с вихревыми движениями в зоне накопления и торможения потока.

- Существуют два различных пространственных масштаба Д Φ : $\leq 1\rho_i$ для головных Д Φ и $\geq 3\rho_i$ для ДФ, наблюдаемых в зоне накопления магнитного потока. Данные различия могут быть связаны с расширением/распадом ДФ в зоне торможения потока.

 $-C \square \Phi$ связаны тонкие ($\leq 0.4 \rho_i$), интенсивные токовые структуры, с амплитудой плотности тока от 10 до 60 нА/м², которые формируются за счет электронных токов.

- Наблюдаемые токовые структуры образуют сложную многомасштабную трехмерную конфигурацию. На головных ДФ наблюдаются более регулярные токовые структуры. Однако с ДФ, наблюдаемыми в зоне накопления магнитного потока, связаны более сложные нерегулярные токовые структуры.

Работа А.Ю. Малыхина поддержана грантом РФФИ № 19-32-90009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Плазменная гелиогеофизика. В 2 тт. Т. 1 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008.
- 2. Akasofu S.-I. // Planetary Space Sci. 1964. V. 12. P. 273.
- 3. McPherron R.L., Russell C.T., Aubry M.A. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. A. 3131.
- 4. Angelopoulos V., Baumjohann W, Kennel C.F., Coroniti F.V., Kivelson M.G., Pellat R., Walker R.J., Lühr H., Paschmann G. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97(A4). P. 4027. https://doi.org/10.1029/91JA02701

5. Nakamura R., Baumjohann W., Klecker B., Bogdanova Y., Balogh A., Rème H., Bosqued J.M., Dandouras I., Sauvaud J.A., Glassmeier K.-H., Kistler L., Mouikis C., Zhang T.L., Eichelberger H., Runov A. // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 1942. https://doi.org/10.1029/2002GL015763

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 2021 том 47 **№** 5

- 6. Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I., Sergeev V.A., Bonnell J., McFadden J.P., Larson D., Glassmeier K.-H., Auster U. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. P. L14106. https://doi.org/10.1029/2009GL038980
- 7. Sergeev V., Angelopoulos V., Apatenkov S., Bonnell J., Ergun R., Nakamura R., McFadden J., Larson D., Runov A. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. P. L21105. https://doi.org/10.1029/2009GL040658
- 8. Ge Y.S., Raeder J., Angelopoulos V., Gilson M.L., Runov A. // J Geophys Res. 2011. V. A00I23. P. 116. https://doi.org/10.1029/2010JA015758
- 9. Shiokawa K., Miyashita Y., Sinohara I., Matsuoka A. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A09219. https://doi.org/10.1029/2005JA011144
- 10. Fu H.S., Khotyaintsev Y.V., André M., Vaivads A. // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. P. L16104. https://doi.org/10.1029/2011GL048528
- 11. Schmid D., Volwerk M., Nakamura R., Baumjohann W., Hevn M. // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 1537. https://doi.org/10.5194/angeo-29-1537-2011
- 12. Nakamura R., Retinó A., Baumjohann W., Volwerk M., Erkaev B.K.N., Lucek E.A., Dandouras I., André M., Khotyaintsev Y. // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 1743. https://doi.org/10.5194/angeo-27-1743-2009
- 13. Grigorenko E.E., Dubyagin S., Malykhin A.Yu., Khotyaintsev Yu.V., Kronberg E.A., Lavraud B., Ganushkina N.Yu. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 602. https://doi.org/10.1002/2017GL076303
- 14. Malykhin A.Y., Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Koleva R., Ganushkina N.Y., Kozak L., Daly P.W. // Ann. Geophys. 2018. V. 36. P. 741. https://doi.org/10.5194/angeo-36-741-2018
- 15. Sergeev V.A., Angelopoulos V., Nakamura R. // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. P. L05101. https://doi.org/10.1029/2012GL050859
- 16. Yao Z.H., Pu Z.Y., Fu S.Y., Angelopoulos V., Kubyshkina M., Xing X., Lyons L., Nishimura Y., Xie L., Wang X.G., Xiao C.J., Cao X., Liu J., Zhang H., Nowada M., Zong Q.G., Guo R.L., Zhong J., Li J.X. // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. P. L13102. https://doi.org/10.1029/2012GL052055
- 17. Birn J., Hesse M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 3364. https://doi.org/10.1002/jgra.50187
- 18. Nakamura R., Baumjohann W., Mouikis C.W., Kistler L.M., Runov A., Volwerk M., Asano Y., Vörös Z., Zhang T.L., Klecker B., Rème H., Balogh A. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L09804. https://doi.org/10.1029/2004GL019558
- 19. Forsyth C., Fazakerley A.N., Rae I.J., Watt C.E.J., Murphy K., Wild J.A., Karlsson T., Mutel R., Owen C.J., Ergun R., Masson A., Berthomier M., Donovan E., Frey H.U., Matzka J., Stolle C., Zhang Y. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2014. V. 119. P. 927. https://doi.org/10.1002/2013JA019302
- 20. Kronberg E.A., Grigorenko E.E., Turner D.L., Daly P.W., Khotyaintsev Y., Kozak L. // J. Geophys. Res. 2017. V. 122. P. 3055. https://doi.org/10.1002/2016JA023551
- 21. Liu J., Angelopoulos V., Runov A., Zhou X.Z. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2000. https://doi.org/10.1002/jgra.50092

- Balikhin M.A., Runov A., Walker S.N., Gedalin M., Dandouras I., Hobara Y., Fazakerley A. // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 6367. https://doi.org/10.1002/2014JA019908
- Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L. // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 5. https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9
- Nakamura R., Varsani A., Genestreti K.J., Le Contel O., Nakamura T., Baumjohann W., Nagai T., Artemyev A., Birn J., Sergeev V.A., Robert S.A., Ergun E., Fuselier S.A., Gershman D.J., Giles B.J., Khotyaintsev Y.V. Lindqvist P.-A., Magnes W., Mauk B., Petrukovich A., Russell C.T., Stawarz J., Strangeway R.J., Anderson B., Burch J.L., Bromund K.R., Cohen I., Fischer D., Jaynes A., Kepko L., Le Ferdinand G., Geoff P., Howard R., Singer J., Slavin J.A., Torbert R.B., Turner D.L. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2018. V. 123. P. 1260. https://doi.org/10.1002/2017JA024686
- Panov E.V., Artemyev A.V., Baumjohann W., Nakamura R., Angelopoulos V. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 3065.
 - https://doi.org/10.1002/jgra.50203
- Grigorenko E.E., Malykhin A.Yu., Shklyar D.R., Fadanelli S., Lavraud B., Panov E.V., Avanov L., Giles B., Le Contel O. // J. Geophys. Res. 2020. V. 125. https://doi.org/10.1029/2020JA028268
- Torbert R.B., Russell C.T., Magnes W., Ergun R.E., Lindqvist P.-A., LeContel O., Vaith H., Macri J., Myers S., Rau D., Needell J., King B., Granoff M., Chutter M., Dors I., Olsson G., Khotyaintsev Y.V., Eriksson A., Kletzing C.A., Bounds S., Anderson B., Baumjohann W., Steller M., Bromund K., Le Guan, Nakamura R., Strangeway R.J., Leinweber H.K., Tucker S., Westfall J., Fischer D., Plaschke F., Porter J., Lappalainen K. // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 105. https://doi.org/10.1007/s11214-014-0109-8
- Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W., Bromund K.R., Dearborn D., Fischer D., Le G., Leinweber H.K., Leneman D., Magnes W., Means J.D., Moldwin M.B., Nakamura R., Pierce D., Plaschke F., Rowe K.M., Slavin J.A., Strangeway R.J., Torbert R., Hagen C., Jernej I., Valavanoglou A., Richter I. // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 189. https://doi.org/10.1007/s11214-014-0057-3

- 29. Pollock C., Moore T., Jacques A., Burch J., Gliese U., Saito Y., Omoto T., Avanov L., Barrie A., Coffey V., Dorelli J., Gershman D., Giles B., Rosnack T., Salo C., Yokota S., Adrian M., Aoustin C., Auletti C., Aung S., Bigio V., Cao N., Chandler M., Chornav D., Christian K., Clark G., Collinson G., Corris T., De Los Santos A., Devlin R., Diaz T., Dickerson T., Dickson C., Diekmann A., Diggs F., Duncan C., Figueroa-Vinas A., Firman C., Freeman M., Galassi N., Garcia K., Goodhart G., Guererro D., Hageman J., Hanley J., Hemminger E., Hol-land M., Hutchins M., James T., Jones W., Kreisler S., Kujawski J., Lavu V., Lobell J., LeCompte E., Lukemire A., MacDonald E., Mariano A., Mukai T., Narayanan K., Nguyan Q., Onizuka M., Paterson W., Persyn S., Piepgrass B., Cheney F., Rager A., Raghuram T., Ramil A., Reichenthal L., Rodriguez H., Rouzaud J., Rucker A., Saito Y., Samara M., Sauvaud J.-A., Schuster D., Shappirio M., Shelton K., Sher D., Smith D., Smith K., Smith S., Steinfeld D., Szymkiewicz R., Tanimoto K., Taylor J., Tucker C., Tull K., Uhl A., Vloet J., Walpole P., Weidner S., White D., Winkert G., Yeh P.-S., Zeuch M. // Space Sci. Rev. 2016. V. 199. P. 331. https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4
- Sonnerup B.U.O., Scheible M. // ISSI Scientific Report. 1988. V. SR-001. P. 185.
- Schwartz S.J. // ISSI Scientific Report. 1998. V. SR-001. P. 249.
- Merkin V.G., Panov E.V., Sorathia K., Ukhorskiy A.Y. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2019. V. 124. P. 8647. https://doi.org/10.1029/2019JA026872
- 33. Fu H.S., Cao J.B., Cully C.M., Khotyaintsev Y.V., Vaivads A., Angelopoulos V., Zong Q.-G., Santolík O., Macúšová E., André M., Liu W.L., Lu H.Y., Zhou M., Huang S.Y., Zhimaet Z. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2014. V. 119. P. 9089. https://doi.org/10.1002/2014JA020204
- 34. Malykhin A.Yu., Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Daly P.W. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. V. 58. P. 776. https://doi.org/10.1134/S0016793218060099
- Malykhin A.Y., Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Daly P.W., Kozak L.V. // Ann. Geophys. 2019. V. 37. P. 549. https://doi.org/10.5194/angeo-37-549-2019

УДК 533.951.8

УЗКОПОЛОСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ПЛАЗМЕННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СВЧ-ГЕНЕРАТОРЕ

© 2021 г. И. Е. Иванов*

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия *e-mail: iei@fpl.gpi.ru Поступила в редакцию 17.05.2020 г. После доработки 07.11.2020 г. Принята к публикации 25.12.2020 г.

Рассматривается работа плазменного релятивистского СВЧ-генератора в диапазоне частот 1–5 ГГц. По частотам генерации и параметрам резонатора определяются основные характеристики продольных мод: длина волны, фазовая скорость, длина эффективного резонатора. Предложена методика расчетов для определения этих параметров. Рассматриваются основные механизмы образования спектров. Отмечается невоспроизводимость спектров генерации в разных импульсах. Это связывается с неповторяемостью инжекции релятивистского электронного пучка.

Ключевые слова: плазменные релятивистские генераторы, плазменный волновод, медленные плазменные волны, узкополосная генерация, релятивистский пучок, фазовый синхронизм, продольные моды резонатора, резонансные частоты

DOI: 10.31857/S0367292121050036

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные релятивистские СВЧ-генераторы (ПРГ) являются источниками мощного микроволнового излучения (~100 МВт), область частот которого может перестраиваться в зависимости от плотности плазмы в системе. Выходное излучение создается за счет передачи энергии релятивистского электронного пучка (РЭП) в электромагнитную волну в плазменном волноводе при фазовом синхронизме. ПРГ работают в импульсном режиме: длительность импульса СВЧ составляет 200-500 нс, а средняя частота излучения определяется плотностью плазмы, участвующей в создании плазменного волновода. Установка работает в режиме одиночных импульсов (1 импульс за 3 минуты). За счет изменения плотности плазмы может происходить перестройка выходного излучения на 1.5-2 ГГц. В зависимости от конструкции плазменные релятивистские источники микроволнового излучения могут работать в трех режимах: режим обычной генерации [1], режим широкополосной (шумовой) генерации [2] и режим усиления внешнего сигнала [3].

В работе [1] исследовался режим обычной генерации в диапазоне 1—4 ГГц. Были получены спектры при разной плотности плазмы. Рассматривалось изменение спектрального состава излучения в течение длительности импульса СВЧ. Осциллограммы СВЧ-излучения записывались на осциллографе с шириной полосы 3 ГГц. Также производилось численное моделирование в коде КАРАТ [4], плазма считалась линейной средой с неизменными во времени свойствами. Временной интервал разбивался на несколько равных интервалов по 80 нс, и сравнивались экспериментальные и смоделированные спектры генерации на этих интервалах. Приведены дисперсионные кривые плазменного волновода в присутствии РЭП, а также коэффициенты усиления в зависимости от частоты и концентрации плазмы, полученные при расчетах по линейной теории. Изменение спектров в течение импульса генерации объяснялось изменением концентрации плазмы за рассматриваемый временной интервал. Аналогичные экспериментальные исследования были продолжены в работе [5] без численного моделирования и теоретических расчетов. Целью работы было получение генерации без значительного шумового фона (шумового пьедестала), детальное исследование изменения спектра со временем и исследование изменений в спектре при создании аксиальной анизотропии в резонаторе. Определялась временная последовательность появления узких линий в течение импульса. Для анализа осциллограмм применялся метод мгновенной частоты [6], позволяющий анализировать ход генерации с течением времени в одном импульсе. По сравнению с работой [1] была улучшена форма импульса тока релятивистского электронного пучка, изменена конструкция выходно-



Рис. 1. Спектры тонкоструктурной генерации СВЧ-излучения, полученные на короткой базе. Ось абсцисс 0-5 ГГц. Спектры получены за всю длительность осциллограммы 800 нс. Плотность плазмы пропорциональна величине I_{pl} и увеличивается по столбцам сверху вниз.

го рупора, позволившая расширить диапазон излучения в сторону низких частот. Для анализа выходного излучения использовался осциллограф с шириной полосы 4 ГГц. Исследовались спектры, полученные при длине резонатора 1 м и 0.85 м при разной плотности плазмы. Было показано, что в течение одного импульса происходит переход генерации с одной частоты на другую, причем может быть как увеличение частоты, так и уменьшение. Увеличение частоты со временем находится в некотором противоречии с установленным ранее свойством уменьшения концентрации плазмы в течение импульса, которое должно приводить к уменьшению частоты. Был произведен наклон отражающей поверхности в резонаторе, что привело к упрощению спектра и уменьшению уровня шумов. Несмотря на большое количество полученных экспериментальных данных, не было зафиксировано повторения генерации на прежних частотах ни в одном из импульсов.

В настоящей работе предпринята попытка объяснения невоспроизводимости спектра генерации. Длина резонатора значительно уменьшена

со 100 см до 40 см для получения генерации на меньшем количестве линий. Такой режим мы называем генерацией на короткой базе. Общий характер спектров не изменился по сравнению с [5]. По-прежнему спектр генерации состоит из набора узких линий, но их количество уменьшилось. Интенсивность сопутствующей шумовой генерации стала незначительной. На рис. 1 показаны спектры, полученные на короткой базе при разной плотности плазмы. Следует отметить, что энергия в импульсе осталась на прежнем уровне, а именно 10 Дж. Шумовой пьедестал практически отсутствует.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На всех спектрах рис. 1, как и в [5], не было получено совпадающих частот. Однако зарегистрированная узкополосная генерация говорит о том, что процесс образования такого излучения связан с резонансным механизмом — с многократным прохождением СВЧ-волны внутри системы, т.е. с существованием резонатора. На длине резонатора L должно укладываться целое число полуволн N. Зная длину резонатора L и фазовую скорость электромагнитной волны в резонаторе, можно вычислить резонансные частоты V_N продольных мод

$$\upsilon_{ph} = \frac{\omega}{k_z} = u = \lambda \nu, \qquad (1)$$

$$\Delta v = \frac{u}{2L},\tag{2}$$

$$\mathbf{v}_N = \Delta \mathbf{v} N. \tag{3}$$

В этих формулах v_{ph} – фазовая скорость волны, а u – скорость релятивистских электронов, Δv – межмодовый интервал продольных мод. Передача энергии от электронов РЭП в волну происходит при фазовом синхронизме, т.е. при равенстве v_{ph} и u, что отражено в формуле (1). Под резонатором подразумевается волновод, ограниченный плоскостями, от которых происходит отражение волн, рис. 2. На рисунке релятивистский электронный пучок изображен синими линиями, плазма – красными. Присутствие плазмы меняет дисперсионные характеристики участка *L*₀ таким образом, что в этой области волновода могут существовать электромагнитные волны с фазовыми скоростями, меньшими скорости света, рис. 3. На дисперсионной диаграмме, рис. 3, кривая 1 характеризует эти волны, они называются медленными плазменными волнами. Дисперсионная кривая 1 ограничена асимптотой, положение которой определяется плазменной частотой ω_L , которая зависит от концентрации плазмы. В присутствии в волноводе релятивистского электронного пучка в области, соответствующей равенству скоростей $v_{ph} = u$, появляется область частот $v_1 < v_{gen} < v_2$, где может происходить передача энергии и существовать электромагнитное излучение, вызванное резонансными эффектами. Эта область имеет значительную протяженность 1.5-2 ГГц. При изменении плотности плазмы дисперсионная кривая 1 смещается, и соответственно смещается и эта область возможной генерации. Как установлено в ранних исследованиях, плотность плазмы нельзя считать постоянной, ее значение уменьшается в течение длительности РЭП. В этом случае дисперсионная диаграмма (1) смещается вниз, что, с первого взгляда, должно приводить к уменьшению частоты излучения. Условие фазового синхронизма (1) выполняется, т.к. во всех точках диаграммы распространения релятивистского пучка скорость и одна и та же. Но здесь следует учитывать, что генерация должна соответствовать положению разрешенных частот (3) резонатора. Это означает, что частоты генерации "привязаны" к частотам продольных мод резонатора, т.е. частота генерации должна воспроизводиться на прежнем месте при одинаковых начальных условиях, несмотря на изменение плотности плазмы. В течение импульса область

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

допустимой генерации может смещаться, но не настолько, чтобы не было перекрытия области с предыдущими областями для других моментов времени. Для резонатора с базовой длиной $L_0 =$ = 0.39 м расстояние между продольными модами (2) резонатора для скоростей электронов с релятивистским фактором $\gamma = 2$ равно 0.3 ГГц. Таким образом, в области перекрытия должно укладываться несколько резонансных частот. Это означает, что изменение плотности плазмы не может являться причиной невоспроизводимости линий узкополосной генерации при разных выстрелах. Параметр, который непосредственно влияет на частоту генерации, - это скорость электронов релятивистского пучка. При выполнении условия фазового синхронизма (1) разрешенные частоты определяются скоростью электронов РЭП. Именно невоспроизводимость инжекции электронного пучка в разных выстрелах является причиной невоспроизводимости частот генерации.

Как следует из формул (2) и (3), положение частот зависит не только от скорости релятивистских электронов, но и от длины резонатора L. Поскольку волны при отражении частично проникают за базовые плоскости, определяемые торцом коллектора (справа) и отверстием в отражающей поверхности (слева), рис. 2, то для каждой частоты будет характерна своя эффективная длина резонатора, которую мы обозначим L_{eff} и которая будет больше базовой длины L_0 . Проникновение отраженной волны за базовые плоскости зависит от длины волны, но не может превышать $\lambda/2$, т.к. проникновение на большую величину означало бы не отражение, а прохождение волны в исходном направлении. Поэтому, учитывая две зоны отражения, будем считать, что L_{eff} заключена в пределах

$$L_0 < L_{eff} < L_0 + \lambda. \tag{4}$$

Величина N в (3) должна принимать целое значение. Поэтому неопределенность в положении резонансных частот может быть вызвана разным значением величины u, которая обозначает скорость электронов релятивистского пучка. Цель настоящей работы — связать экспериментально регистрируемые частоты с длиной резонатора и скоростями релятивистских электронов, выяснить причину неповторяемости частотного спектра в разных СВЧ-импульсах.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Как было показано выше, положение резонансных линий определяется скоростью релятивистских электронов пучка. В предположении безграничной эмиссии катода ток *I* зависит не

ИВАНОВ



Рис. 2. Схема резонатора. *L*₀ – базовый размер длины резонатора.



Рис. 3. Дисперсионные диаграммы: 1 - медленная плазменная волна, <math>2 -распространение релятивистских электронов со скоростью *и*, 3 -электромагнитная волна в свободном пространстве или мода ТЕМ в коаксиальном волноводе без диэлектрика, 4 -асимптота ω_I (плазменная частота), 5 -центр области генерации.

только от величины ускоряющего напряжения U, но и от геометрических факторов: радиуса r_b тонкого трубчатого пучка релятивистских электронов и внутреннего радиуса *R* цилиндрического анода. Это исследовалось в работах [7–9], где были получены формулы для сильноточных релятивистских пучков в приближении бесконечно сильного ведущего магнитного поля. Учитывая реальные размеры пучка и волноводов, можно получить приблизительное значение скорости электронов РЭП для нашего эксперимента. Оно равно $u \approx 0.23 \times 10^9$ м/с = 0.23 Гм/с (гигаметры в секунду). Однако присутствие плазмы в системе существенным образом экранирует радиальное поле пучка и уменьшает потенциал пучка. Это должно приводить к возрастанию скорости электронов РЭП. При использовании электродинамического кода КАРАТ [4] при расчете спектров для геометрии нашего эксперимента в присутствии плазмы были получены графики импульсов электронов пучка, рис. 4, из которых следует, что продольная составляющая импульса P_z/mc может принимать любые значения в диапазоне 0–3, что соответствует скоростям 0–0.28 Гм/с. Судя по графику, одновременно в резонаторе могут присутствовать электроны с большим набором скоростей. Исходя из этого, будем рассматривать возможные значения скорости релятивистских электронов в диапазоне

$$0.16 < u < 0.28 \ \Gamma m/c,$$
 (5)

скорость света равна 0.3 Гм/с. Нижний предел этого диапазона соответствует энергиям электронов с $\gamma = 1.18$, или 300 кэВ, что еще отвечает реля-



Рис. 4. Расчет движения электронов РЭП в коде КАРАТ (Тараканов В.П.). Момент времени 300 нс. P_z , P_r – составляющие импульсов электронов пучка в цилиндрической системе координат, m – масса покоя электрона, c – скорость света в вакууме.



Рис. 5. Осциллограммы импульса СВЧ-излучения _024 (рис. 6) и напряжения на катоде ускорителя РЭП, амплитуда 500 кВ, ток пучка 2.5 кА.

тивизму. Верхний диапазон соответствует электронам с релятивистским фактором $\gamma = 2.8$ и превышает энергию электронов, которая определяется потенциалом катода ускорителя 500 кВ, или электронам с $\gamma = 2$. Таким образом, считаем, что, несмотря на достаточно постоянное напряжение на катоде ускорителя, рис. 5, в эксперименте имеет место существование электронов пучка в диапазоне скоростей (5).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 6 представлены спектры пяти импульсов микроволнового излучения, полученные на короткой базе (L = 0.39 м) при разной плотности плазмы в пределах 5 × 10¹¹–2.6 × 10¹² см⁻³. Спектры представлены в одном масштабе. Регистри-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

ровался ток плазмы I_{vl}, который пропорционален плотности. Он указан на рисунке. Регистрация микроволнового излучения производилась с помощью штыревой антенны, сигнал с которой подавался по высокочастотному кабелю (~10 м) и аттенюатор 60 дБ на скоростной осциллограф Tektronix TDS 7404 с полосой 4 ГГц (20 GS/s). Осциллограммы, рис. 5, записывались с шагом 16 пс длительностью 800 нс. Длительность импульса тока РЭП составляла 500 нс, напряжение на катоде ускорителя 500 кВ, величина тока пучка 2.5 кА. Длительность импульса СВЧ-излучения колебалась в пределах 200-400 нс. Энергия в импульсе СВЧ-генерации 10-15 Дж, мощность излучения достигала 100 МВт. Фурье-преобразование проводилось для полной длительности осциллограммы (800 нс). В дополнение к этим спектрам строились графики мгновенной частоты [5] для определения характера генерации в течение импульса. Под мгновенной частотой понимается величина 1/*T*, где *T* – время между локальными экстремумами осциллограммы.

5. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Цель настоящего раздела - связать значения параметров и, L_{eff}, N с конкретной экспериментальной частотой. Анализ основан на определении целого числа N количества полуволн, укладывающихся на длине эффективного резонатора L_{eff} . Точной величины L_{eff} мы не знаем. Также мы не знаем и величины и. Мы можем менять эти величины в пределах, установленных ранее. Для эффективной длины резонатора L_{eff} мы используем условие (4), для скоростей релятивистских электронов *и* – условие (5). При варьировании *и* и L_{eff} мы получаем в качестве величины N дробные значения. Мы ищем те значения и и L_{eff}, при которых получается наилучшее приближение к целому значению *N*. Считаем, что именно эти значения и и L_{eff} соответствуют данному экспериментальному значению частоты V₁.

Цикл такого расчета можно описать следующим алгоритмом.

1. Фиксируем экспериментальное значение частоты v_1 .

2. Фиксируем начальное значение скорости, например, u = 0.16.

3. Устанавливаем начальное значение $L_{eff} = L_0$ и определяем значение *N* по формулам (2) и (3):

$$N = \frac{v_1}{\Delta v} = \frac{v_1 2 L_{eff}}{u},\tag{6}$$

одновременно вычисляя длину волны λ и фиксируя разность между N и его целой частью,

$$\Delta N = |N - \operatorname{Int}(N)|. \tag{7}$$

4. Увеличиваем значение L_{eff} на 0.001 м и возвращаемся на шаг 3. Повторяем этот цикл, пока выполняется условие (4). В результате получаем некую промежуточную таблицу в координатах ΔN , L_{eff} при фиксированном значении скорости u. Выбираем из таблицы значения N и L_{eff} , соответствующие минимальной величине ΔN .

5. Переходим на шаг 2, увеличивая скорость u на 0.001. В итоге, выполняя действия 3 и 4 и ограничиваясь условием (5), получаем новую таблицу с полным набором допустимых значений параметров продольной моды частоты v_1 .

6. ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МЕТОДИКИ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ К ИМПУЛЬСУ _024

Рассмотрим результат обработки импульса 024, рис. 6: спектр импульса (а), график мгновенной частоты (б) и график (в) мощности излучения. Как видно из рисунка, последовательность генерации частот наиболее интенсивных линий следующая: (1) 2.851 → (2) 3.284 → (3) 3.729 ГГи. Длительность генерации на этих частотах определяется из графика мгновенной частоты (б): 50, 79 и 35 нс, соответственно. Спектральная ширина этих линий, измеренная на полувысоте, равна 25 МГц. На рис. 7 приведена зависимость растройки ΔN от скорости *u*, построенная для частоты 3.284 ГГц в диапазоне скоростей 0.16-0.28 Гм/с. Нас будут интересовать точки графика, находящиеся вблизи нуля. Эти значения показаны в верхних трех строчках табл. 1. Из таблицы следует, что наилучшее приближение к целому числу *N* получается для трех скоростей 0.172, 0.246 и 0.266 Гм/с. Длина волны для этих продольных мод равна, соответственно, 5.2, 7.5 и 8.1 см. Общий заход волны (справа и слева) за базовые плоскости резонатора равен 2.9 см, 2.2 см и 1.5 см, соответственно. Если считать, что заходы за плоскости примерно одинаковые, то заход волны за отражающие плоскости не превышает $\lambda/4$ для мод с фазовыми скоростями 0.246 и 0.266 Гм/с и не превышает λ/2 для моды 0.172 Гм/с. Структура графика рис. 7 напоминает некий спектр в координатах (ΔN , u), который назовем прямым спектром растройки ΔN в координатах скорости u. Если мы построим график обратной величины $1/\Delta N$, то получим обратный спектр, рис. 8. На нем синими сплошными линиями показан обратный спектр для частоты 3.2840 ГГц. Три самые интенсивные линии соответствуют тем трем значениям скоростей и, которые фигурируют в табл. 1. Амплитуда этих пиков характеризует степень приближения величины N к целому значению, наиболее хорошее приближение для скорости 0.246 Гс/м. Таким образом, график обратного спектра растройки более удобный и информативный, поскольку сразу дает представление о количестве и расположении пиков наиболее подходящих значений скоростей релятивистских электронов. Моды со скоростями 0.172 и 0.266 Гм/с имеют приблизительно одинаковое значение ΔN для одной и той же частоты. Как это интерпретировать? Одна из возможностей такая. Имеет место вырождение в частотном спектре: одной частоте соответствует несколько продольных мод с разным количеством полуволн N в резонаторе. Можно также рассуждать, что в действительности работают те электроны, которых больше в пучке.
УЗКОПОЛОСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ



Рис. 6. Обработка осциллограмм импульсов СВЧ-генерации на короткой базе. Слева (а) спектры импульсов при разной плотности плазмы, которая пропорциональна величине I_{pl} (указана на рисунках). Спектры получены за всю длительность записи осциллограммы (800 нс, шаг дискретизации 16 пс). Масштабы рисунков одинаковы. Справа графики мгновенных частот (сверху) (б) и графики мощности СВЧ-импульсов (снизу) (в). Цифрами на импульсах _024 и _026 указано соответствие частоты и временного диапазона генерации.



Рис. 7. Растройка ΔN от точного резонанса в зависимости от фазовой скорости волны для частоты $v_1 = = 3.284$ ГГц.

7. УСТОЙЧИВОСТЬ РЕШЕНИЯ

Рассмотрим вопрос, что изменится в результатах, если неточно измерена базовая длина резонатора или частота. Произведем расчет, изменяя базовую длину резонатора на 1 см в интервале 0.38-0.42 м. Результаты представлены в табл. 2, из которой видно, что изменение базовой длины резонатора на одну длину волны в резонаторе приводит к замене одной моды на другую. Интересно отметить, что мода, соответствующая скорости 0.266, изменяет продольный индекс с 10 (базовый резонатор 0.36-0.40) на 12 (базовый резонатор 0.41-0.42). Изменение базовой длины резонатора на величину 0.40-0.36 = 0.04, т.е. половину длины волны, еще не приводит к перескоку на другую продольную моду. Максимальная длина резонатора вычислялась по формуле

$$L_{\max} = L_0 + \lambda. \tag{8}$$

Таким образом, точность измерения базовой длины резонатора меньше, чем половина длины волны, является достаточной для анализа. Точность измерения базовой длины резонатора ± 1 см легко достигается в эксперименте и является достаточной.

Теперь посмотрим, к чему приведет неточность измерения частоты. Изменим ранее рассмотренную частоту 3.284 на 0.0001 ГГц, т.е. произведем расчет для частоты 3.2841 ГГц. Результаты расчета показаны в двух нижних строчках табл. 1. График обратного спектра представлен пунктирной красной линией на рис. 8. Видны отличия в явном виде. Таким образом, получение обратного спектра растройки является тонким инструментом для анализа небольшого изменения частот, связанных с резонансными эффектами. Значение частоты надо фиксировать с точностью 10⁻⁴.

8. ПРОДОЛЖЕНИЕ АНАЛИЗА ИМПУЛЬСА _024

Проведем сравнительный анализ частот трех наиболее интенсивных линий импульса 024, рис. 6. Если считать, что набор скоростей электронов РЭП одинаков для разных интервалов времени, то можно сравнивать обратные спектры для разных частот. Однако возможны существенные различия в амплитудах этих обратных спектров, что усложняет сравнение. Поэтому удобнее сравнивать нормированные обратные спектры. На рис. 9 приведены нормированные обратные спектры для частот (1) $2.851 \rightarrow (2) 3.284 \rightarrow (3)$ 3.729 ГГп и нормировочные коэффициенты. В табл. 3 приведены параметры продольных мод, полученные в расчете. Частота 3.284 имеет самый большой нормировочный коэффициент и самую большую амплитуду в фурье-спектре. Частоты 2.851 и 3.729 ГГц имеют приблизительно равные k и приблизительно равные интенсивности линий в спектре. Как видно из графика, в образовании генерации на частоте 3.284 участвуют две группы электронов со скоростями 0.246 и 0.172. В образовании генерации на частоте 2.851 ГГц участвуют 6 групп электронов со скоростями 0.264, 0.240, 0.220, 0.252, 0.174, 0.163 Гм/с. В образовании гене-

N⁰	Базовая длина резонатора, м	Частота	N	Скорость	ΔN	Эффективная длина резонатора	Длина волны	Максимальная длина резонатора	Заход волны
	0.39	3.2840	16	0.172	0.000064	0.419	0.052	0.442	0.029
		3.2840	11	0.246	0.000050	0.412	0.075	0.465	0.022
		3.2840	10	0.266	0.000146	0.405	0.081	0.471	0.015
		3.2841	17	0.170	0.000021	0.440	0.052	0.442	0.050
		3.2841	12	0.237	0.000106	0.433	0.072	0.462	0.043

Таблица 1

422



Рис. 8. Обратные спектры растройки ΔN для частоты 3.2840 ГГц (сплошная синяя линия) и частоты 3.2841 ГГц (пунктирная красная линия).



Рис. 9. Нормированные обратные спектры для частот (1) $2.851 \rightarrow (2) 3.284 \rightarrow (3) 3.729$ импульса _024. Справа указан нормировочный коэффициент *k*, использованный при построении графиков.

рации на частоте 3.729 ГГц участвуют 4 группы электронов со скоростями 0.267, 0.228, 0.252, 0.168 Гм/с. Ни в одном из случаев совпадений скоростей электронов нет. Из рассмотрения

рис. 9 можно выделить две области электронов, участвующих в образовании генерации: область со скоростями электронов 0.22–0.27 и область 0.16–0.18 Гм/с.

ИВАНОВ

Таблица	2
таотным	-

N⁰	Базовая длина резонатора, м	Частота	N	Скорость	ΔN	Эффективная длина резонатора	Длина волны	Максималь- ная длина резонатора	Заход волны
_024	0.36	3.284	14	0.190	0.000187	0.405	0.058	0.418	0.045
		3.284	13	0.193	0.000138	0.382	0.059	0.419	0.022
		3.284	11	0.246	0.000039	0.412	0.075	0.435	0.052
		3.284	10	0.266	0.000137	0.405	0.081	0.441	0.045
		3.284	16	0.172	0.000073	0.419	0.052	0.422	0.049
	0.37	3.284	14	0.190	0.000191	0.405	0.058	0.428	0.035
		3.284	13	0.193	0.000134	0.382	0.059	0.429	0.012
		3.284	11	0.246	0.000043	0.412	0.075	0.445	0.042
		3.284	10	0.266	0.000140	0.405	0.081	0.451	0.035
		3.284	16	0.172	0.000069	0.419	0.052	0.432	0.039
	0.38	3.284	14	0.190	0.000195	0.405	0.058	0.438	0.025
		3.284	13	0.193	0.000130	0.382	0.059	0.439	0.002
		3.284	11	0.246	0.000046	0.412	0.075	0.455	0.032
		3.284	10	0.266	0.000143	0.405	0.081	0.461	0.025
		3.284	16	0.172	0.000064	0.419	0.052	0.442	0.029
	0.39	3.284	11	0.246	0.000050	0.412	0.075	0.465	0.022
		3.284	10	0.266	0.000146	0.405	0.081	0.471	0.015
		3.284	16	0.172	0.000058	0.419	0.052	0.452	0.019
	0.40	3.284	11	0.246	0.000053	0.412	0.075	0.475	0.012
		3.284	10	0.266	0.000150	0.405	0.081	0.481	0.005
		3.284	16	0.172	0.000053	0.419	0.052	0.462	0.009
	0.41	3.284	11	0.246	0.000056	0.412	0.075	0.485	0.002
		3.284	12	0.266	0.000157	0.486	0.081	0.491	0.076
		3.284	14	0.228	0.000176	0.486	0.069	0.489	0.066
	0.42	3.284	12	0.266	0.000160	0.486	0.081	0.501	0.066

Таблица 3

N⁰	Базовая длина резонатора, м	Частота	N	Скорость	ΔN	Эффективная длина резонатора	Длина волны	Максимальная длина резонатора	Заход волны
_024	0.39	2.851	10	0.264	0.000078	0.463	0.093	0.483	0.073
		2.851	11	0.240	0.000078	0.463	0.084	0.474	0.073
		2.851	12	0.220	0.000088	0.463	0.077	0.467	0.073
		3.284	11	0.246	0.000050	0.412	0.075	0.465	0.022
		3.284	16	0.172	0.000064	0.419	0.052	0.442	0.029
		3.729	12	0.266	0.000077	0.428	0.071	0.461	0.038
		3.729	14	0.228	0.000081	0.428	0.061	0.451	0.038



Рис. 10. Нормированные обратные спектры для частот (1) $2.775 \rightarrow (2) 3.025 \rightarrow (3) 3.286 \rightarrow (4) 3.115$ импульса _026. Коэффициент *k* показывает величину нормировочного коэффициента при построении графиков.

9. АНАЛИЗ СПЕКТРА ИМПУЛЬСА _026

Проведем анализ импульса _026, рис. 6. Он был получен при тех же условиях, что и импульс _024: энергии релятивистских электронов, тока плазмы, давления газа, величины ведущего магнитного поля. Энергия импульсов излучения также приблизительно одинаковая — значение интеграла квадрата амплитуды осциллограмм имеют близкие значения: 2.86 × 10⁻⁷ B² × с для импульса

_024 и 2.35×10^{-7} В² × с для импульса _026. Спектры имеют сходство — мало шумов, узкие спектральные линии. Также похожи графики мгновенной частоты. Но положение частот спектраль-

ных линий различны. Линии спектра импульса _026 имеют другие частоты: (1) 2.775 \rightarrow (2) 3.025 \rightarrow (3) 3.286 \rightarrow (4) 3.115 ГГц. На рис. 10 показаны нормированные обратные спектры для этих частот, а в табл. 4 основные характеристики этих мод. Наиболее интенсивная линия (2) 3.025 ГГц имеет нормировочный коэффициент меньший, чем у линий (1) и (3), что не повторяет особенности спектра _024. Также можно отметить одинаковое расстояние в 0.037 Гм/с между тремя пиками частоты (1) 2.775 ГГц на рис. 10, что является случайным проявлением кратности числа полуволн на длине эффективного резонатора. То же

Таблица	4
---------	---

N⁰	Базовая длина резонатора, м	Частота	N	Скорость	ΔN	Эффективная длина резонатора	Длина волны	Максимальная длина резонатора	Заход волны
_026	0.39	2.775	12	0.185	0.000007	0.400	0.067	0.457	0.010
		2.775	10	0.222	0.000009	0.400	0.080	0.470	0.010
		2.775	9	0.259	0.000010	0.420	0.093	0.483	0.030
		3.025	11	0.220	0.000010	0.400	0.073	0.463	0.010
		3.025	11	0.231	0.000016	0.420	0.076	0.466	0.030
		3.025	10	0.242	0.000010	0.400	0.080	0.470	0.010
		3.286	13	0.228	0.000154	0.451	0.069	0.459	0.061
		3.286	12	0.247	0.000142	0.451	0.075	0.465	0.061
		3.286	10	0.278	0.000162	0.423	0.085	0.475	0.033
		3.115	14	0.178	0.000008	0.400	0.057	0.447	0.010

можно сказать и о частоте (2) 3.025 ГГц (расстояние между пиками 0.011 Гм/с). Из таблицы и из графиков следует, что основные зоны скоростей находятся вблизи величин 0.18 и 0.22–0.27 Гм/с, т.е. соответствуют диапазону для импульса _024.

10. ВЫВОДЫ

1. Экспериментально установлена узкополосная генерация, что свидетельствует о резонансном механизме генерации. Генерация в каждый момент времени происходит на одной частоте. Переходы с одной частоты на другую в течение импульса могут происходить как с понижением частоты, так и с увеличением.

2. Нет повторяемости положения частот в спектрах генерации. С одной стороны, неизменность конфигурации резонатора должна приводить к неизменности спектра генерации при одинаковых начальных условиях. С другой стороны, то, что такого нет, означает неповторяемость начальных условий. Поскольку генерация возникает при взаимодействии пучка и плазмы, это означает, что взаимодействие в каждом импульсе происходит по-разному. Резонансные эффекты определяются фазовыми скоростями тех волн, которые могут существовать в резонаторе. Изменение плотности плазмы приведет к перемещению контура усиления по оси частот, но фазовые скорости определяются скоростями электронов РЭП. При неизменном электронном пучке резонансные частоты должны оставаться на прежних местах. Если же в разных импульсах мы имеем разный набор релятивистских электронов, то это будет означать возникновение разных резонансных частот. Релятивистский электронный пучок, образованный за счет взрывной эмиссии, не обладает стабильностью, что и является причиной неповторяемости частот в разных импульсах.

3. Непостоянство частотного спектра является неустранимой и принципиальной особенностью генерации в обычном режиме. Это связано с неповторяемостью инжекции релятивистского электронного пучка.

Плотность плазмы определяет диапазон частот, в котором возможно распространение медленных плазменных мод в резонаторе. Этот диапазон имеет протяженность ~1.5–2 ГГц, а эффективность взаимодействия определяется контуром усиления (инкрементом усиления волны). Всегда есть условия для существования нескольких продольных мод. Нестабильность плотности плазмы может вызвать перемещение контура усиления на несколько процентов, но не на столько, чтобы исчезла возможность генерации на прежних частотах. Это означает, что изменение плотности плазмы в небольших переделах не должно приводить к смещению линий генерации. Это продемонстрировано, например, на рис. 6 в импульсах _006 и _010. Практически на всем времени существования импульсов частота генерации не изменялась, хотя плотность плазмы претерпевала изменение.

Нестабильность плотности плазмы не является причиной неповторяемости частотного спектра.

Генерация в каждый момент импульса, как правило, происходит на одной частоте. Факт свидетельствует в пользу того, что задействовано большое количество электронов, и может означать, что в создании генерации участвуют несколько групп электронов с разными скоростями. Это указывает на одновременную генерацию на нескольких продольных модах с одной частотой – вырожденный режим генерации.

Практически нет шумов в спектрах. Это объясняется тем, что не хватает усиления на одном проходе для образования значительной интенсивности излучения. Данное обстоятельство делает привлекательным режим генерации на короткой базе.

На короткой базе нет низких частот. Даже при значительном снижении плотности плазмы минимально зарегистрированная частота была равна 2.247 ГГц (импульс не представлен в этой статье), и при анализе зарегистрировано 7 полуволн, т.е. на длине резонатора укладывается только 3.5 длины волны. Это означает, что в эксперименте для низких частот достигнут порог по погонной плотности электронов релятивистского пучка для достаточного усиления. Обратный пересчет показывает, что для резонатора длиной 1 метр для фазовой скорости 0.26 ($\gamma = 2$) минимальная частота будет равна 0.9 ГГц.

В последнем столбце таблиц указана величина захода отражаемой волны за плоскость, определяющую базовую длину резонатора. Эта величина в большинстве случаев меньше $\lambda/2$. Если считать, что заход волны одинаков и справа и слева, то мы получаем величину захода меньше, чем $\lambda/4$.

Исследование резонансных эффектов требует измерения частоты с точностью ± 0.1 МГц в диапазоне частот до 5 ГГц. При измерении базовой длины резонатора достаточна точность ± 1 см в диапазоне частот до 5 ГГц.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм для определения основных характеристик продольных мод (фазовая скорость волны, длина эффективного резонатора, количество полуволн, длина волны, величина захода за отражающую плоскость). Входными данными являются экспериментальные частоты генерации (получены фурье-анализом, требуется точность измерения 10⁻⁴) и базовая длина резона-

тора (достаточная точность измерения ± 1 см). Также задается диапазон скоростей электронов РЭП. Введены новые термины для демонстрации расчетных данных: прямой спектр и нормированный обратный спектр растройки ΔN в координатах скорости *и*.

Рассуждения базируются на рассмотрении взаимодействия релятивистского электронного пучка с плазмой, наличие которой в волноводе обеспечивает создание условий существования электромагнитных волн с фазовыми скоростями, меньшими скорости света. Это условие создает возможность выполнения фазового синхронизма для отдельно взятого электрона РЭП, т.е. равенства скорости электрона и фазовой скорости волны. Тогда возможна передача некоторой части энергии электрона в энергию волны – эффект Вавилова-Черенкова. Система релятивистский электрон – волна рассматривается как квантовая энергетическая система. В качестве энергии рассматривается кинетическая энергия релятивистского электрона. Квантовые переходы в такой системе – изменение кинетической энергии и излучение электромагнитного кванта. В системе имеются спонтанные и вынужденные переходы, аналогичные по своим свойствам переходам в атомах (изменение потенциальной энергии и излучение электромагнитного кванта). Такой подход дает возможность распространять хорошо исследованные свойства лазерного излучения на диапазон микроволнового излучения для черенковского взаимодействия. Узкополосная генерация является следствием вынужденных квантовых переходов в системе релятивистский пучок — плазменная волна.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 19-08-00625 А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Богданкевич И.Л., Иванов И.Е., Лоза О.Т., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2002. Т. 28(8). С. 748.
- 2. Богданкевич И.Л., Иванов И.Е., Стрелков П.С. // Физика плазмы. 2010. Т. 36(9). С. 815.
- 3. Стрелков П.С., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42 (7). С. 644.
- 4. *Тараканов В.П.* Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003.
- 5. *Иванов И.Е.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45 (7). С. 633.
- 6. *Иванов И.Е.* // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 3. С. 175.
- 7. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П. // Изв. вузов СССР. Физика. 1977. № 10. С. 134.
- Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕНАНД, 2018.
- Лоза О.Т. Основы экспериментальной сильноточной релятивистской электроники. Учебное пособие. М.: РУДН, 2014.

____ ИЗЛУЧЕНИЯ ___ ПЛАЗМЫ ___

УДК 533.9

ИЗЛУЧАЕМЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ

© 2021 г. И. Н. Карташов^{*a*,*}, М. В. Кузелев^{*a*,**}

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия *e-mail: igorkartashov@mail.ru **e-mail: kuzelev@mail.ru Поступила в редакцию 02.10.2020 г. После доработки 24.12.2020 г. Принята к публикации 25.12.2020 г.

Рассмотрены поверхностные волны в слоистых системах, состоящих из материальных сред с различной частотной дисперсией: диэлектрик—плазма—вакуум, вакуум—плазма—плазма и диэлектрик—вакуум—плазма. Показано, что в таких системах возможно излучение одной из поверхностных волн в среду, не образующую границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны, в виду чего волна становится затухающей. В системе диэлектрик—вакуум—плазма имеется всего одна поверхностная волна, локализованная на границе, вакуум—плазма, которая излучается в диэлектрик в некоторой области волновых чисел при не слишком малой толщине вакуумного слоя. Для всех случаев проанализированы возможности возбуждения поверхностных волн слоистой структуры электронным пучком. Указано, какие поверхностные волны будут возбуждаться наиболее эффективно. Показана перспективность использования таких волн в плазменной СВЧ-электронике при освоении субтерагерцовых, а возможно и терагерцовых диапазонов частот.

Ключевые слова: поверхностные волны, плазменно-диэлектрические структуры, дисперсионное уравнение, эффект Черенкова

DOI: 10.31857/S0367292121060081

1. Поверхностными волнами называют волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред и убывающие по амплитуде (обычно экспоненциально) в обе стороны от границы раздела [1]. Одной из сред, на границе которой возможны поверхностные волны, является плазма. Подробно изучены поверхностные волны на границах плазма-вакуум, плазма-диэлектрик, а также на границе плазм разной плотности (см., например, обзор [2]). Поверхностные плазменные волны различного типа представляют большой интерес для приложений в плазменной СВЧ-электронике [3]. На возбуждении электронным пучком поверхностных волн на границах слоя плазмы основаны действующие плазменные СВЧ-усилители и генераторы электромагнитного излучения [4, 5]. В настоящей работе рассмотрены более сложные и как мы полагаем перспективные системы плазменной СВЧ-электроники, в которых помимо слоя плазмы присутствует также и слой диэлектрика¹. Подобные системы изучались в плаз-

¹ Идея использовать в плазменной СВЧ-электронике электродинамические системы с плазменно-диэлектрическим заполнением была высказана в работе [6]. монике и кристаллооптике [7], однако в этих областях физики основное внимание уделялось способам возбуждения поверхностных плазменных волн внешней объемной электромагнитной волной [7–10]. В плазменной СВЧ-электронике волна возбуждается синхронно движущимся электронным пучком, поэтому основной интерес представляют комплексные частотные спектры и структуры полей поверхностных плазменных волн. Именно в этом ключе и представлен основной материал настоящей работы. Основное внимание уделено так называемым излучаемым поверхностным волнам, энергия которых излучается через одну из границ слоистой плазменнодиэлектрической системы².

2. Начнем с общих соотношений и определений. Рассмотрим электромагнитные волны в плоском диэлектрическом слое, соседствующем с двумя различными диэлектрическими средами. Диэлектрики считаем изотропными, пространственную дисперсию не учитываем. Соответ-

² В литературе эти волны иногда также называют радиационными [7], или вытекающими [11] волнами.

ственно сказанному пространственное распределение диэлектрической проницаемости зададим в виде

$$\varepsilon(\omega, x) = \begin{cases} \varepsilon_1(\omega), & x < 0, \\ \varepsilon_0(\omega), & 0 < x < L_0, \\ \varepsilon_2(\omega), & x > L_0. \end{cases}$$
(1)

Здесь L_0 — толщина диэлектрического слоя, а $\varepsilon_{1,2}(\omega)$ и $\varepsilon_0(\omega)$ — некоторые функции частоты. В основном (по умолчанию) будут исследоваться случаи недиссипативных сред, когда функция (1) вещественная. Очевидно, что электродинамическую структуру (1) можно рассматривать как одномерный резонатор Фабри-Перо (слой $0 < x < L_0$) с устройствами для вывода из резонатора электромагнитного излучения (области x < 0 и $x > L_0$). При этом x есть координата "вдоль" резонатора.

Поскольку в системе с диэлектрической проницаемостью (1) направление координатных осей y и z не имеет значения, считаем векторы электромагнитного поля независящими от координаты y и положим

$$\{\mathbf{E}(t,\mathbf{r}),\mathbf{B}(t,\mathbf{r})\} = \{\mathbf{E}(x),\mathbf{B}(x)\}\exp(-i\omega t + ik_z z).$$
 (2)

Экспоненциальный множитель в (2) описывает волну, бегущую вдоль оси z, а поэтому электродинамическую структуру (1) можно рассматривать как плоский волновод. При этом z есть координата вдоль волновода. Зависящие от x амплитуды в (2), с одной стороны описывают поперечную структуру поля в волноводе, а с другой стороны они определяют распределение поля вдоль резонатора.

Собственные колебания в плоском резонаторе Фабри–Перо формируются двумя собственными объемными волнами, распространяющимися во встречных направлениях. В результате в резонаторе устанавливается близкая к стоячей объемная волна так, что на длине резонатора укладывается определенное число полуволн. Спектр частот собственных колебаний резонатора составляет счетное множество комплексных значений. Комплексность частот в отсутствие диссипации обусловлена выносом излучения из резонатора через его границы. Если плоскости $x = 0, L_0$ являются зеркалами, то излучение из резонатора отсутствует, при этом функции $\mathbf{E}(x)$ и $\mathbf{B}(x)$ стремятся к нулю при $x \to \pm \infty$, а собственные частоты в отсутствие диссипации вещественные. Возможны случаи, когда в резонаторе нет собственных распространяющихся объемных волн и нет излучения в окружающее пространство³, но на границах слоя формируются две поверхностные волны, и

частотный спектр состоит всего из двух вещественных значений. Оказывается, что возможны и промежуточные случаи, когда одна из поверхностных волн диэлектрического слоя излучается из него. Такую поверхностную волну мы и называем излучаемой поверхностной волной. Спектр частот диэлектрического слоя с излучаемой поверхностной волной обычно содержит два значения, одно из которых в отсутствие диссипации комплексное, а второе – вещественное, но есть случаи, когда собственное значение всего одно. Излучаемые поверхностные волны имеют частоты, лежащие вне свойственного обычным поверхностным волнам частотного диапазона. Важной особенностью излучаемых поверхностных волн является то, что при достаточно большой толщине диэлектрического слоя декремент затухания этих волн экспоненциально мал.

Ограничимся рассмотрением только электромагнитных волн с отличными от нуля компонентами электромагнитного поля E_z , E_x , B_y (волны E-типа). Случай волн с компонентами B_z , B_x , E_y (волны *B*-типа) интереса не представляет, поскольку поверхностных волн *B*-типа не существует. Из уравнений Максвелла для волн *E*-типа не сложно получить следующее уравнение для E_z :

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{\varepsilon(x)}{k_x^2(x)}\frac{dE_z}{dx}\right) + \varepsilon(x) E_z = 0,$$
(3)

и соотношения для вычисления компонент электромагнитного поля E_x и B_y

$$E_x = i \frac{k_z}{k_x^2(x)} \frac{dE_z}{dx}, \quad B_y = i \frac{\omega}{ck_x^2(x)} \varepsilon(x) \frac{dE_z}{dx}, \quad (4)$$

где

$$k_x^2(x) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x) - k_z^2.$$
 (5)

На границах раздела, т.е. в точках, где функция (1) имеет разрывы, уравнение (3) дополняется условиями непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического E_z и индукции магнитного B_y полей (или непрерывности нормальной составляющей индукции электрического поля $D_x = \varepsilon(x) E_x$). Данные граничные условия имеют вид

$${E_z}_{x=0,L_0} = 0, \quad \left\{\frac{\varepsilon(x)}{k_x^2(x)}\frac{dE_z}{dx}\right\}_{x=0,L_0} = 0,$$
 (6)

где $\{f(x)\}_{x=a} = f(a+0) - f(a-0).$

3. Напомним необходимые сведения из теории поверхностных электромагнитных волн на границе диэлектрик—плазма. Пусть область x < 0 заполняет диэлектрик без дисперсии с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 > 1$, а в области x > 0

³ Очевидно, что в этих случаях аналогия диэлектрического слоя с резонатором не вполне удачна.

находится холодная электронная бесстолкновительная плазма с диэлектрической проницаемостью, определяемой формулой [12]

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2},\tag{7}$$

где ω_{p0} — электронная ленгмюровская частота. Убывающее на бесконечности (см. далее) решение уравнения (3) запишем в виде

$$E_z(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_1 x), & x < 0, \\ B \exp(-\chi_0 x), & x > 0, \end{cases}$$
(8)

где $\chi_{1,0}^2 = -k_{x1,0}^2 = k_z^2 - \varepsilon_{1,0} \omega^2 / c^2$. Подставляя решение (8) в граничные условия (6) и исключая постоянные *A* и *B*, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon_{1}\chi_{0} + \varepsilon_{0}\chi_{1} = 0 \rightarrow \varepsilon_{1}\sqrt{\omega_{p0}^{2} + k_{z}^{2}c^{2} - \omega^{2}} + \left(1 - \frac{\omega_{p0}^{2}}{\omega^{2}}\right)\sqrt{k_{z}^{2}c^{2} - \varepsilon_{1}\omega^{2}} = 0.$$
⁽⁹⁾

Интересующее нас решение уравнения (9) принадлежит частотной области

$$\omega^2 < k_z^2 c^2 / \varepsilon_1, \quad \omega^2 < \omega_{p0}^2, \tag{10}$$

и являющейся областью существования поверхностной волны. Решение уравнения (9), удовлетворяющее условиям (10), оказывается следующим:

$$\omega^{2} = \frac{1}{2}\omega_{p0}^{2} + \frac{\varepsilon_{1} + 1}{2\varepsilon_{1}}k_{z}^{2}c^{2} - \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4}\omega_{p0}^{4} + \left(\frac{\varepsilon_{1} + 1}{2\varepsilon_{1}}\right)^{2}}k_{z}^{4}c^{4} + \frac{\varepsilon_{1} - 1}{2\varepsilon_{1}}\omega_{p0}^{2}k_{z}^{2}c^{2}}.$$
(11)

В длинноволновом и коротковолновом приближениях решение (11) представимо в виде

$$\omega = \begin{cases} k_z \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{2\omega_{p0}^2} \right), & k_z c \ll \omega_{p0}, \\ \frac{\omega_{p0}}{\sqrt{\varepsilon_1 + 1}} \left(1 - \frac{\omega_{p0}^2}{8k_z^2 c^2} \frac{4\varepsilon_1^2}{(\varepsilon_1 + 1)^2} \right), & k_z c \gg \omega_{p0}. \end{cases}$$
(12)

Структура поля волны (11) — собственная функция — определяется формулой (8), в которой B = A. Используя неравенства (10), или формулу (11), несложно убедиться, что собственная функция экспоненциально стремится к нулю на бесконечности. Таким образом, волна (11) действительно является поверхностной волной.

4. Еще одна интересная для дальнейшего поверхностная волна имеется на границе раздела плазм разной плотности. Пусть диэлектрические проницаемости плазмы при $x < L_0$ и $x > L_0$ определяются соответственно формулами

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2}.$$
(13)

Обозначим $\chi_2^2 = -k_{x2}^2 = k_z^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2$ и запишем решение уравнения (3) в виде

$$E_{z}(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_{0}x), & x < L_{0}, \\ B \exp(-\chi_{2}x), & x > L_{0}. \end{cases}$$
(14)

Несложно видеть, что для убывания решения на бесконечности, т.е. для существования поверхностной волны, необходимо выполнение неравенства

$$\omega^2 < k_z^2 c^2 + \omega_{p\min}^2, \qquad (15)$$

где $\omega_{p\min}$ — минимальная из плазменных частот. Пусть для определенности $\omega_{p\min} = \omega_{p0} < \omega_{p2}$.

Подставляя решение (14) в граничные условия (6), обычным образом получаем дисперсионное уравнение поверхностных волн на границе плазм разной плотности

$$\varepsilon_{0}\chi_{2} + \varepsilon_{2}\chi_{0} = 0 \rightarrow \left(1 - \frac{\omega_{p0}^{2}}{\omega^{2}}\right)\sqrt{\omega_{p2}^{2} + k_{z}^{2}c^{2} - \omega^{2}} + \left(1 - \frac{\omega_{p2}^{2}}{\omega^{2}}\right)\sqrt{\omega_{p0}^{2} + k_{z}^{2}c^{2} - \omega^{2}} = 0.$$

$$(16)$$

Только следующее решение уравнения (16) удовлетворяет неравенству (15):

$$\omega^{2} = \frac{1}{2} (\omega_{p2}^{2} + \omega_{p0}^{2}) + k_{z}^{2} c^{2} - \sqrt{\frac{1}{4} (\omega_{p2}^{2} - \omega_{p0}^{2})^{2} + k_{z}^{4} c^{4}},$$
(17)

а в длинноволновом и коротковолновом приближениях решение определяется формулами

$$\omega^{2} = \begin{cases} \omega_{p0}^{2} + k_{z}^{2}c^{2} \left(1 - \frac{k_{z}^{2}c^{2}}{\omega_{p2}^{2} - \omega_{p0}^{2}} \right), \\ k_{z}^{2}c^{2} \ll \omega_{p2}^{2} - \omega_{p0}^{2}, \\ \frac{(\omega_{p2}^{2} + \omega_{p0}^{2})}{2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{(\omega_{p2}^{2} - \omega_{p0}^{2})^{2}}{k_{z}^{2}c^{2}(\omega_{p2}^{2} + \omega_{p0}^{2})} \right), \\ k_{z}^{2}c^{2} \gg \omega_{p2}^{2} - \omega_{p0}^{2}. \end{cases}$$
(18)

Отличительной особенностью волны (17) является то, что при $k_z \rightarrow 0$ ее частота стремится не к нулю, а выходит на минимальную из плазменных частот.

5. Перейдем теперь к рассмотрению электродинамической системы (1). Общее решение уравнения (3) в областях x < 0, $0 < x < L_0$ и $x > L_0$ выражается через экспоненты $\exp[\pm ik_{xn}(\omega)x]$ или

 $\exp[\pm \chi_n(\omega)x]$, где n = 1,0,2. Величины $k_{xn}(\omega)$ и $\chi_n(\omega)$ (они были определены выше, см. (5) и сразу после формул (8) и (13)) являются квадратными корнями из аналитических функций переменных ω и k_z . Поэтому возникает вопрос правильного выбора значения квадратного корня. Мы будем следовать правилу, согласно которому при вычислении квадратного корня берется значение с неотрицательной вещественной частью (этим правилом мы воспользовались ранее при написании решений (8) и (14)).

В области диэлектрического слоя решение уравнения (3) будем записывать в виде

$$E_z(x) = B \exp[ik_{x0}(\omega)x] + C \exp[-ik_{x0}(\omega)x],$$

0 < x < L₀, (19)

где *В* и *С* – постоянные. Поскольку в (19) входят значения обеих ветвей функции $\sqrt{k_{x0}^2(\omega)}$, проблема выбора квадратного корня не возникает. Если Re $k_{x0}^2 > 0$, то (19) дает суперпозицию двух встречных, распространяющихся вдоль оси *х* волн. В противном случае волны не распространяются, и в (19) целесообразно сделать замену $ik_{x0} \rightarrow \chi_0$.

Рассмотрим теперь решения уравнения (3) в областях x < 0 и $x > L_0$. При решении задач настоящей работы нельзя записать решение уравнения (3) в виде (см. (8) и (14))

$$E_{z}(x) = \begin{cases} A \exp(\chi_{1}x), & x < 0, \\ D \exp(-\chi_{2}x), & x > L_{0}. \end{cases}$$
(20)

Действительно, в соответствии с принятым правилом извлечения корня, функция (20) экспоненциально стремится к нулю при $|x| \to \infty$, а поэтому описывает только поверхностные волны (или волны, амплитуда которых постоянна). Решение должно быть записано так, чтобы оно описывало как обычные, так и излучаемые поверхностные волны. В соответствии с принципом причинности излучаемая волна в направлении своего распространения ведет себя различно в зависимости от знака мнимой части частоты [13, 14]. Так, при Im $\omega > 0$ волна экспоненциально затухает в направлении своего распространения, а при Im $\omega < 0$ в недиссипативной среде волна в направлении своего распространения экспоненциально нарастает, что обусловлено запаздыванием при переносе возмущений. Нас интересует именно второй случай Im ω < 0, поскольку из-за излучения из диэлектрического слоя собственные колебания слоя затухают, а поэтому мнимая часть частоты становится отрицательной. Решение с указанным выше поведением на бесконечности имеет вид

$$x < 0$$
: $E_z(x) = A \exp[\xi_1(\omega)x],$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

$$\xi_{1}(\omega) = \begin{cases} -\chi_{1}(\omega) & \text{или} & -ik_{x1}(\omega), \quad \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_{1}} \, \omega/c) > k_{z}, \\ \chi_{1}(\omega), \quad \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_{1}} \, \omega/c) < k_{z}, \\ x > L_{0}: \quad E_{z}(x) = D \exp[-\xi_{2}(\omega)x], \end{cases}$$
(21)

$$\xi_{2}(\omega) = \\ = \begin{cases} -\chi_{2}(\omega) & \text{или} & -ik_{x2}(\omega), \quad \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_{2}} \omega/c) > k_{z}, \\ \chi_{2}(\omega), \quad \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_{2}} \omega/c) < k_{z}. \end{cases}$$

Если волна в каком-то направлении не излучается, то функция (21) в этом направлении экспоненциально затухает. Если же в каком-либо направлении имеет место излучение, то функция (21) в этом направлении нарастает (при Im $\omega < 0$) и осциллирует.

Подставляя решения (19) и (21) в граничные условия (6) и исключая постоянные *A*, *B*, *C* и *D*, получаем следующее дисперсионное уравнение для определения собственных комплексных частот электродинамической системы (1):

$$(1 - p_1)(1 - p_2) - (1 + p_1)(1 + p_2)\exp(2\xi_0 L_0) = 0,$$

$$p_{1,2} = (\varepsilon_0 \xi_{1,2})/(\varepsilon_{1,2} \xi_0), \quad \xi_0 = \chi_0 = ik_{x0}.$$
(22)

При выводе уравнения (22) также получаются формулы

$$B = A \frac{p_1 + 1}{2p_1}, \quad C = A \frac{p_1 - 1}{2p_1},$$

$$D = \exp(\xi_2 L_0) [B \exp(\xi_0 L_0) + C \exp(-\xi_0 L_0)],$$

(23)

которые вместе с формулами (19) и (21) определяют ют продольное распределение поля в резонаторе, или поперечную структуру поля в волноводе.

6. Прейдем теперь к решению дисперсионного уравнения (22) для случая, когда в слое находится плазма с диэлектрической проницаемостью (7), а $\varepsilon_{1,2}$ – вещественные постоянные. При $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ в области частот $\omega^2 < \omega_{p0}^2$ уравнение (22) определяет частоты двух волн — по числу границ слоя, это обычные поверхностные волны. Их называют четная и нечетная, поскольку компонента поля $E_z(x)$ у этих волн оказывается четной и нечетной функциями относительно середины плазменного слоя [3]. Дисперсионные уравнения (22) и могут быть записаны в виде

$$\frac{\varepsilon_1 \xi_0 - \varepsilon_0 \xi_1}{\varepsilon_1 \xi_0 + \varepsilon_0 \xi_1} = \pm \exp(\xi_0 L_0).$$
(24)

В пределе $k_z \to \infty$ решения уравнений (24) выходят на значение $\omega_{p0}/\sqrt{\varepsilon_1 + 1}$ (см. вторую формулу (12)), а в длинноволновом пределе $k_z c \ll \omega_{p0}$ из (24) имеем

$$\omega^{2} = \frac{k_{z}^{2}c^{2}}{\varepsilon_{1}} \left[1 - \frac{k_{z}^{2}c^{2}}{\omega_{p0}^{2}} [\text{th}(\omega_{p0}L_{0}/2c)]^{\pm 2} \right].$$
(25)

В случае нечетной волны в (24) и (25) следует взять верхний знак, а в случае четной волны – нижний.

При $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ (пусть для определенности $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$) структура волн в области частот $\omega^2 < \omega_{p0}^2$ существенно усложняется⁴. Волн по-прежнему две, но свойства четности и нечетности перестают иметь место. Представление об этих волнах можно получить из следующих соображений. Величина $k_{x0}^2 = -k_z^2 - (\omega_{p0}^2 - \omega^2)/c^2 < -k_z^2$, поэтому при выполнении неравенства $k_z L_0 \gg 1$ дисперсионное уравнение (22) распадается на два уравнения

$$\begin{aligned} & (\varepsilon_1 k_{x0} + \varepsilon_0 k_{x1}) = 0, \\ & (\varepsilon_0 k_{x2} + \varepsilon_2 k_{x0}) = 0, \end{aligned}$$
(26)

которые с точностью до обозначений совпадают с уравнением (9). Таким образом, уравнения (26) определяют поверхностные волны диэлектрик плазма на границах x = 0 и $x = L_0$, т.е. волны, локализованные на разных границах плазмы. Существенно различается и дисперсия этих волн, поскольку имеются предельные соотношения

$$k_{z} \to \infty: \quad \omega \to$$

$$\to \omega_{p0} \begin{cases} 1/\sqrt{\varepsilon_{1}+1}, & \text{волна границы } x = 0, \\ 1/\sqrt{\varepsilon_{2}+1}, & \text{волна границы } x = L_{0}, \\ k_{z} \to 0: & \omega \to$$

$$\to k_{z} c \begin{cases} 1/\sqrt{\varepsilon_{1}}, & \text{волна границы } x = 0, \\ 1/\sqrt{\varepsilon_{2}}, & \text{волна границы } x = L_{0}. \end{cases}$$
(27)

Формулы (27) при $k_z \rightarrow 0$ следуют из (26). Из (27) видно, что при изменении k_z от бесконечности до нуля частота волны границы $x = L_0$ неизбежно попадает в область

$$k_z c / \sqrt{\varepsilon_1} < \omega < k_z c / \sqrt{\varepsilon_2},$$
 (28)

т.е. волна становится излучаемой (при $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Излучается такая волна в область с большей диэлектрической проницаемостью, т.е. в область x < 0.

На рис. 1 представлены дисперсионные кривые $\omega(k_z)$ поверхностных волн в рассматриваемой плазменно-диэлектрической системе со следующими параметрами: $\varepsilon_1 = 3$, $\varepsilon_2 = 1$, $\omega_{p0}L_0/c = 3$. Штриховая линия — $\omega = k_z c/\sqrt{\varepsilon_1}$, штрихпунктир-



Рис. 1. Дисперсионные кривые поверхностных волн плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: *1* – излучаемая волна; *2* – неизлучаемая волна.

ная — $\omega = k_z c/\sqrt{\epsilon_2}$. Комплексная дисперсионная кривая интересующей нас излучаемой волны изображена кривыми *1*. При ω и k_z , принадлежащих участку вещественной части дисперсионной кривой *1*, заключенному между штриховой и штрихпунктирной прямыми, поверхностная волна является излучаемой. В соответствующем диапазоне волновых чисел у частоты имеется отрицательная мнимая часть. Кривой *2* изображена вещественная дисперсионная кривая обычной (неизлучаемой) поверхностной волны.

На рис. 2 изображена компонента поля E_z излучаемой поверхностной волны в зависимости от координаты x, рассчитанная в точке дисперсионной кривой 1 с координатами $k_z c/\omega_{p0} = 0.5$ и $\omega/\omega_{p0} = 0.437 - 0.00032i$. Границам плазменного слоя соответствуют точки $x\omega_{p0}/c = 0$ и $x\omega_{p0}/c = 3$. Видно, что в область среды ε_2 ($x\omega_{p0}/c > 3$) поле волны затухает, как и должно быть в случае поверхностной волны. Поверхностной волне соответствует структура поля и в области плазменного слоя ($0 < x\omega_{p0}/c < 3$). Однако в области среды ε_1 ($x\omega_{p0}/c < 0$) наблюдаются пространственные осцилляции амплитуды поля, что говорит об излучении волны в эту область.

На рис. 3 для сравнения показаны модули компоненты поля E_z для излучаемой поверхностной волны (дисперсионная кривая *1* на рис. 1, точка $k_z c/\omega_{p0} = 0.5$, $\omega/\omega_{p0} = 0.437 - 0.00032i$) и для той же волны с ω и k_z вне области излучения (28) (дисперсионная кривая *1* на рис. 1, точка $k_z c/\omega_{p0} = 1.2$, $\omega/\omega_{p0} = 0.645$), а также обычной поверхностной волны (дисперсионная кривая *2* на рис. 1, точка $k_z c/\omega_{p0} = 0.5$, $\omega/\omega_{p0} = 0.2562$). Виден существенно различный характер поведения по-

432

⁴ В этом случае электродинамическая структура (1) называется схемой Кречмана [14].

 $\begin{array}{c}
15 \\
10 \\
-30 \\
-20 \\
-10 \\
-5 \\
-10 \\
-15 \\
\end{array}$

*Е*₇, отн. ед.

Рис. 2. Распределение поля излучаемой волны плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: *R* – вещественная часть; *I* – мнимая часть.

ля при $x \to -\infty$. Кроме того, максимум амплитуды поля у излучаемой и обычной поверхностных волн достигается на разных границах плазменного слоя. Асимметрия полей относительно средней точки слоя $x\omega_{p0}/c = 1.5$ обусловлена различием диэлектрических проницаемостей левой и правой сред; при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ распределения полей становятся нечетными и четными относительно средней точки слоя плазмы, но излучаемой поверхностной волны при этом нет⁵.

Согласно рис. 1 обе волны плазменного слоя медленные, т.е. имеют фазовую скорость меньше скорости света и могут резонансно возбуждаться электронным пучком (механизм возбуждения – вынужденный эффект Черенкова [3]). Наибольший интерес представляет случай, когда электронный пучок распространяется по вакуумной области. Согласно рис. 3 наиболее эффективно пучок будет возбуждать излучаемую поверхностную волну, прижатую к границе плазма—вакуум. В зависимости от фазовой скорости электромагнитной волны в диэлектрике и скорости электронного пучка, возбуждаться может поверхностная волна как с излучением в диэлектрик, так и без него.

Амплитуда поля излучаемой поверхностной волны экспоненциально нарастает в том направлении, в котором волна излучается. В нашем случае амплитуда поля нарастает влево. На рис. 2 и 3 нарастания не видно (см. далее рис. 6), поскольку из-за малости мнимой части частоты оно становится заметным на существенно больших расстояниях. Возникает естественный вопрос о возможности возбуждения волны с подобным простран-



Рис. 3. Модули компоненты поля E_z волн плазменного слоя, граничащего с разными диэлектриками: 1 – излучаемая поверхностная волна; 2 – излучаемая волна вне области излучения (28); 3 – обычная поверхностная волна.

ственным распределением амплитуды поля. В принципе это возможно при помощи внешнего источника (с соответствующими резонансными $(\omega \, u \, k_z)$, действующего в плазменном слое в течение бесконечно большого промежутка времени. Если источник действует в течение времени t_0 , то распределение поля, показанное на рис. 2 и 3, устанавливается только в области не большей $-ct_0 < x < ct_0$, вне которой амплитуда равна нулю. Если же в области $x \le x_0 < 0$ расположить идеальный поглотитель электромагнитной энергии, то проблемы нарастания амплитуды излучаемой волны в минус бесконечности вообще не возникает. Поверхностная волна на границе плазмавакуум излучается в полупространство *x* < 0 под углом α к оси z, определяемым соотношением tg $\alpha = k_{x1}/k_z = \sqrt{\varepsilon_1(\text{Re}\,\omega)^2/k_z^2c^2-1}$. С ростом k_z от нуля до значения, при котором исчезает излучение поверхностной волны, угол α уменьшается от $\operatorname{arctg}_{\epsilon_1}$ – 1 до нуля.

Получим теперь аналитические формулы для частот длинноволновых излучаемых поверхностных волн. Как показали численные расчеты (рис. 1), в случае системы диэлектрик—плазма вакуум и в длинноволновом пределе вещественная часть дисперсионной кривой *1* визуально сливается со световой прямой $\omega = k_z c$ (штрихпунктирная прямая), поэтому $\xi_2(\omega) = \chi_2(\omega) \approx 0$ (см. формулы (21)). Чтобы использовать это обстоятельство, преобразуем уравнение (22) к виду

$$\chi_2(\omega) = \Phi[k_z, \xi_1(\omega), \xi_0(\omega)]$$
⁽²⁹⁾

 $^{^5}$ При $\epsilon_1 \to \epsilon_2$ область волновых чисел, в которой одна из поверхностных волн является излучаемой, стремится к нулю.

и подставим в правую часть $\omega = k_z c$, что оправдано только тогда, когда правая часть соотношения (29) мала. В результате указанных преобразований для квадрата комплексной частоты получаем следующее выражение:

$$\omega^{2} = k_{z}^{2} c^{2} \left(1 - \frac{k_{z}^{2} c^{2}}{\omega_{p0}^{2}} \left(\frac{i(\varepsilon_{1} - 1) + \varepsilon_{1} \sqrt{(\varepsilon_{1} - 1)k_{z}^{2} c^{2} / \omega_{p0}^{2}} \text{th}(\omega_{p0} L_{0}/c)}{i(\varepsilon_{1} - 1) + \varepsilon_{1} \sqrt{(\varepsilon_{1} - 1)k_{z}^{2} c^{2} / \omega_{p0}^{2}} \text{cth}(\omega_{p0} L_{0}/c)} \right)^{2} \right).$$
(30)

При выполнении неравенства $k_z^2 c^2 \ll \omega_{p0}^2$ второе слагаемое в круглой скобке в выражении (30) мало, что и является условием применимости данного выражения, преобразующегося при этом к виду

$$\omega = k_z c \times \left(1 - \frac{k_z^2 c^2}{2\omega_{p0}^2} \left(1 + i \frac{2\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1 - 1}} \frac{k_z c}{\omega_{p0}} \left[\operatorname{sh}\left(\frac{2\omega_{p0} L_0}{c}\right) \right]^{-1} \right) \right).$$
(31)

Формулы (30) и (31) в длинноволновом пределе неплохо согласуются с результатами численных расчетов. При $\omega_{p0}L_0/c > 1$, из-за наличия в (31) гиперболического синуса, мнимая часть частоты (31) экспоненциально мала.

 Учтем теперь влияние диссипации. Для этого вместо (7) используем следующее выражение для диэлектрической проницаемости плазмы [12]

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega(\omega + i\nu)},\tag{32}$$

где v — частота столкновений. Декременты затухания Im () излучаемой поверхностной волны для различных частот столкновений частиц плазмы v представлены на рис. 4⁶. При $v/\omega_{p0} = 0.00001$ (кривая 1) затухание практически полностью обусловлено излучением волны, поскольку столкновительная диссипация еще слишком мала, чтобы проявиться. Уже при $v/\omega_{p0} = 0.0001$ (кривая 2) влияние столкновений становится заметным. В частности, кривая $\operatorname{Im} \omega(k_z)$ приобретает характерный излом – правее точки излома затухание волны обусловлено только столкновениями, а левее точки излома затухание обусловлено как столкновениями, так и излучением. При дальнейшем увеличении у роль столкновений возрастает, а при $v/\omega_{p0} > 0.0025$ вклад в декремент затухания от излучения весьма мал. Заметим, что, чем меньше величина $\omega_{p0}L_0/c$, тем вклад столкновений в декремент затухания меньше.

8. Перейдем теперь к рассмотрению еще одной слоистой системы, в которой диэлектрическая проницаемость первой среды $\varepsilon_1 = \text{const}$, а ди-

электрические проницаемости слоя $x \in [0, L_0]$ и второй среды определяются формулами (13). Решение уравнений поля в этом случае по-прежнему дается формулами (19), (21) и (23), а дисперсионное уравнение совпадает с уравнением (22). На рис. 5, являющемся полным аналогом рис. 1, представлены результаты решения дисперсионного уравнения для системы со следующими параметрами: $\omega_{p0}L_0/c=3, \quad \omega_{p2}/\omega_{p0}=2,$ $\varepsilon_1 = 1$. Структура поля излучаемой волны, рассчитанная в точке дисперсионной кривой 1 с координатами $k_z c / \omega_{p0} = 0.5$ и $\omega / \omega_{p0} = 1.097 - 0.018i$ показана на рис. 6. Хорошо виден рост амплитуды волны в область излучения x < 0.

На следующем рис. 7, являющемся аналогом рис. 3, для сравнения показаны модули компоненты поля E_z для излучаемой поверхностной волны (дисперсионная кривая *1* на рис. 5, точка $k_z c/\omega_{p0} = 0.5$, $\omega/\omega_{p0} = 1.097 - 0.018i$) и для той же волны с ω и k_z вне области излучения (дисперсионная кривая *1* на рис. 1, точка $k_z c/\omega_{p0} = 1.6$, $\omega/\omega_{p0} = 1.447$), а также обычной поверхностной волны (дисперсионная кривая *2* на рис. 5, точка $k_z c/\omega_{p0} = 0.5$, $\omega/\omega_{p0} = 0.437$).



Рис. 4. Декремент затухания излучаемой поверхностной волны слоя столкновительной плазмы для различных частот столкновений: $v/\omega_{p0} = 0.00001$ (кривая 1), 0.0001 (2), 0.001 (3), 0.0025 (4).

⁶ Здесь рассмотрены случаи малых частот столкновений, поэтому вещественные части частот практически не отличаются от кривой *1*, изображенной на рис. 1.



Рис. 5. Дисперсионные кривые поверхностных волн плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: *1* – излучаемая волна; *2* – неизлучаемая волна.

Согласно рис. 5 поверхностная волна границы вакуум-плазма медленная (имеет фазовую скорость меньше скорости света в вакууме) всегда и может резонансно возбуждаться электронным пучком. Поверхностная волна на границе плазм разной плотности может резонансно возбуждаться электронным пучком только в неизлучательной области. Причем, как видно из рис. 7, возбуждение этой волны пучком, движущимся в вакуумной области, малоэффективно из-за исчезающе малого значения поля. Поверхностная волна на границе плазм разной плотности излучается в вакуум под углом $tg \alpha = k_{x1}/k_z =$ $=\sqrt{(\text{Re}\,\omega)^2/k_z^2c^2-1}$, который изменяется от $\pi/2$ при малых значениях k, до нуля в коротковолновом пределе.

9. Последняя система, которую мы здесь рассмотрим, состоит из диэлектрика с постоянной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 > 1$, вакуумного слоя $\varepsilon_0 = 1$ и плазменного полупространства $\varepsilon_2 = 1 - \omega_{n^2}^2 / \omega^2$. Данная система, называемая схемой Отто [16], рассматривается в плазмонике, как одно из устройств для резонансного возбуждения поверхностной волны при падении плоской волны на границу плазмы. Заметим, что рассмотренные нами ранее две системы диэлектрик-плазмадиэлектрик и диэлектрик-плазма-плазма представляют интерес при исследовании скользяшего газового разряда [17, 18] на поверхности диэлектрика и проводника. В случае системы диэлектрик-вакуум-плазма по-прежнему верны формулы (19) и (21), сохраняется и дисперсионное уравнение (22). Однако система диэлектрик-вакуум-плазма имеет одну важную особенность. На границе диэлектрик-вакуум отсутствует по-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021



Рис. 6. Распределение поля излучаемой волны плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: R – вещественная часть; I – мнимая часть.

верхностная волна (первое уравнение (26) не имеет решений). Поэтому в системе диэлектрик вакуум—плазма имеется только одна поверхностная волна, которая в определенном диапазоне k_z является излучаемой поверхностной волной.

Рассмотрим вначале результаты приближенного аналитического решения в длинноволновой области волновых чисел. Представляя решение в виде

$$\omega^{2} = \frac{k_{z}^{2}c^{2}}{\varepsilon_{1}}(1+\delta), \qquad (33)$$

где $|\delta| \ll 1$, подставляем его в дисперсионное уравнение (22). Оставляя наименьшие порядки мало-



Рис. 7. Модули компоненты поля E_z волн плазменного слоя, граничащего с плазмой другой плотности и с вакуумом: 1 -излучаемая поверхностная волна; 2 излучаемая волна вне области излучения (28); 3 обычная поверхностная волна.

сти в разложении (22) по δ и k_z , получаем соотношение

$$\pm \sqrt{-\delta} = k_z \left(c/\omega_{p2} - L_0 \left(\varepsilon_1 - 1 \right) \right). \tag{34}$$

Знак "+" в (34) берется если волна неизлучаемая, т.е. Re $\delta < 0$, и знак "–" в противоположной ситуации. В случае достаточно тонкого вакуумного слоя с

$$L_0 < \frac{c}{\omega_{p2}(\varepsilon_1 - 1)} \tag{35}$$

правая часть (34) положительна. При этом величина δ — вещественная и отрицательная, т.е. волна в область диэлектрика не излучается. В случае, когда выполнено неравенство обратное (35), правая часть (34) отрицательна и уравнение не имеет решений.

На рис. 8 представлены комплексные дисперсионные кривые единственной поверхностной волны системы диэлектрик-вакуум-плазма, рассчитанные для следующих параметров: $\varepsilon_1 = 3$, $\varepsilon_0 = 1, \ \omega_{p2}L_0/c = 0.3$ (кривая *1*, вакуумный слой малой толщины в условиях (35)) и $\omega_{p2}L_0/c = 3$ (кривые 2, вакуумный слой большой толщины в условиях обратных (35)), штриховая линия – $\omega = k_z c / \sqrt{\epsilon_1}$. В случае тонкого вакуумного слоя дисперсионная кривая не имеет области, соответствующей излучению в диэлектрик и в бездиссипативной системе поверхностная волна не затухает. Если вакуумный слой достаточно широкий, то имеется область, в которой поверхностная волна излучается в диэлектрик и становится затухающей. При этом в длинноволновой области решение дисперсионного уравнения не находится ни приближенным аналитическим методом, ни численно, что согласуется с результатами анализа уравнения (34).

С нашей точки зрения именно поверхностная волна в схеме Отто наиболее перспективна для использования в плазменной СВЧ-электронике, о чем речь пойдет ниже.

10. Для полноты изложения рассмотрим еще высокочастотные излучаемые волны системы с диэлектрической проницаемостью (1). Очевидно, что это обычные объемные волны, излучаемые из системы через одну, или обе границы слоя. Вещественная часть частоты этих волн ω' определяется из соотношения $k_{x0}^2 = q_n^2 \pi^2 / L_0^2$, где $q_n \sim n = 1, 2, ...$ Приведенное соотношение означает, что в слое $0 < x < L_0$ устанавливается квазистоячая электромагнитная волна, т.е. суперпозиция встречных волн с разными амплитудами. Для мнимой части частоты можно использовать оценку $\omega'' \sim -V_g/L_0$, где $V_g = (dk_{x0}/d\omega)_{\omega=\omega'}^{-1}$ – групповая скорость. При уменьшении толщины слоя L_0 де-



Рис. 8. Дисперсионные кривые поверхностной волны системы диэлектрик—вакуум—плазма: 1 — вакуумный слой малой толщины ($\omega_{p2}L_0/c = 0.3$); 2 — вакуумный слой большой толщины ($\omega_{p2}L_0/c = 3$).

кремент затухания |00" | растет и последняя оценка становится не пригодной.

В качестве примера рассмотрим излучаемые волны в системе вакуум-плазма-плазма. Предыдущие две оценки для частоты дают

$$\omega' = \sqrt{\omega_{p0}^2 + q_n^2 \pi^2 c^2 / L_0^2 + k_z^2 c^2},$$

$$\omega'' / \omega' \sim -q_n \pi (c/L_0 \omega')^2.$$
(36)

На рис. 9 представлены комплексные дисперсионные кривые высокочастотных излучаемых волн, полученные численным решением дисперсионного уравнения (22) для системы с теми же параметрами, что в случае рис. 5, но $\omega_{p1}L_0/c = 10$. Увеличение толщины слоя по сравнению с предыдущими расчетами обусловлено стремлением к уменьшению декремента затухания волн. Рассмотрены четыре моды n = 1, 2, 3 и 4. Чем больше номер n, тем выше частота и больше декремент затухания.

На рис. 10 представлены пространственные распределения полей первой и третьей излучаемых объемных мод. Хорошо виден объемный и квазистоячий характер распределения полей внутри слоя. Излучаются волны в область *x* < 0.

11. В заключение остановимся на упоминавшейся выше возможности использования слоистых плазменно-диэлектрических систем при разработке новых перспективных электродинамических систем плазменной СВЧ-электроники. Напомним, что в плазменной СВЧ-электронике в качестве электродинамических систем применяют отрезки плазменных волноводов с излучателем на одном из торцов [3–5]. В успешно реализованных на сегодняшний день плазменных излучателях (усилителях и генераторах) используют



Рис. 9. Комплексные дисперсионные кривые излучаемых объемных волн в системе вакуум-плазмаплазма.

замагниченную плазму трубчатой геометрии. Работают такие излучатели в СВЧ-диапазоне, т.е. на частотах ω порядка 10¹⁰ рад/с. Отличительной особенностью плазменных излучателей является то, что их рабочая частота сопоставима с электронной ленгмюровской частотой плазменного заполнения, т.е. $\omega_p \sim \alpha \times 10^{10}$ рад/с, где α – несколько единиц.

В настоящее время обсуждается возможность создания плазменных излучателей существенно более высокочастотного диапазона – субтерагерцового и даже терагерцового диапазонов, т.е. $\omega \sim 10^{11}$ рад/с и больше. Фактически речь идет о новом направлении – плазменной терагерцовой электронике. Повышение рабочей частоты неизбежно влечет использование более плотной плазмы, что приводит к существенным трудностям. Действительно, плотную плазму замагнитить сложно, поскольку требует создания очень сильного внешнего магнитного поля в достаточно большом объеме плазменного волновода. Поэтому приходится исходить из того, что плазма будет незамагниченной. Но в незамагниченной плазме пригодными для черенковского возбуждения электронным пучком являются только поверхностные волны⁷, чем и обусловлены основные



Рис. 10. Модули компоненты поля E_z излучаемых объемных волн в системе вакуум-плазма-плазма, пространственные моды с n = 1 и n = 3.

трудности. Во-первых, поле поверхностных волн спадает при удалении от границы плазмы, причем тем сильнее, чем выше частота. То, что поле спадает вглубь плазмы даже хорошо, но его спадание в не плазменную область приводит к резкому уменьшению эффективности взаимодействия пучка с волной, что крайне плохо⁸. Во-вторых, волну, поле которой прижато к границе плазмы невозможно эффективно излучить через торец волновода. Для преодоления указанных трудностей можно использовать волноводы со слоистым плазменно-диэлектрическим заполнением.

Рассмотрим круглый волновод радиуса *R* со следующим слоистым заполнением:

$$\varepsilon(r) = \begin{cases} \varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2, & 0 < r < r_1, \\ 1, & r_1 < r < r_2, \\ \varepsilon_0 > 1, & r_2 < r < R. \end{cases}$$
(37)

Такая система мало отличается от рассмотренной нами выше системы диэлектрик-вакуум-плазма (схема Отто). Действительно, в интересующем нас коротковолновом диапазоне ($c/\omega \ll r_i$) различия между плоской и цилиндрической геометриями несущественны. Более того, при $\omega < \omega_n$ глубина проникновения поля в плазму мала, поэтому особая точка r = 0 никак не сказывается. При конечном значении R, волны системы (37) перпендикулярно оси *z* не излучаются, поэтому интересная для нас волна этой системы излучаемой поверхностной волной не является: она будет таковой только в пределе $R \to \infty$. Однако и это не совсем так: в сильноточной плазменной электронике для уменьшения добротности электродинамической системы границу r = R покрывают слоем поглотителя, что приводит к отличному от ну-

⁷ Потенциальные объемные ленгмюровские волны, запертые в объеме плазмы вообще не обсуждаются — их может быть и можно возбудить, но излучить из плазмы нельзя.

⁸ В случае замагниченной плазмы возбуждается непотенциальная объемная ленгмюровская волна плазмы, поле которой также спадает в не плазменную область, но при более низких частотах это не существенно.

ля потоку мощности через боковую поверхность [19].

Поле в системе (37) определяется формулами (это решение уравнения (3) в цилиндрических координатах)

$$E(r) = \begin{cases} AI_0(\chi_p r), & r < r_1, \\ BI_0(\chi r) + CK_0(\chi r), & r_1 < r < r_2, \\ DF_0(\chi_0 r), & r_2 < r < R, \end{cases}$$
(38)

где

$$F_{0}(\chi_{0}r) = K_{0}(\chi_{0}r)I_{0}(\chi_{0}R) - I_{0}(\chi_{0}r)K_{0}(\chi_{0}R),$$

$$\chi_{p}^{2} = k_{z}^{2} - \frac{\omega^{2}}{c^{2}}\varepsilon_{p}, \quad \chi^{2} = k_{z}^{2} - \frac{\omega^{2}}{c^{2}}, \quad (39)$$

$$\chi_{0}^{2} = k_{z}^{2} - \frac{\omega^{2}}{c^{2}}\varepsilon_{0},$$

а $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — функции Инфельда и Макдональда. Для получения дисперсионного уравнения и формул для постоянных коэффициентов в выражении (38) следует использовать граничные условия, которые отличаются от условий (6) только заменой x на r. Подставляя (38) в граничные условия, имеем следующую систему уравнений:

$$AI_{0}(\chi_{p}r_{1}) = BI_{0}(\chi r_{1}) + CK_{0}(\chi r_{1}),$$

$$A\frac{\varepsilon_{p}}{\chi_{p}}I_{1}(\chi_{p}r_{1}) = \frac{1}{\chi}[BI_{1}(\chi r_{1}) - CK_{1}(\chi r_{1})],$$

$$BI_{0}(\chi r_{2}) + CK_{0}(\chi r_{2}) = DF_{0}(\chi_{0}r_{2}),$$

$$\frac{1}{\chi}[BI_{1}(\chi r_{2}) - CK_{1}(\chi r_{2})] = \frac{\varepsilon_{0}}{\chi_{0}}DF_{1}(\chi_{0}r_{2}),$$
(40)

где

$$F_1(\chi_0 r) = -K_1(\chi_0 r)I_0(\chi_0 R) - I_1(\chi_0 r)K_0(\chi_0 R).$$
(41)

Искомое дисперсионное уравнение получается приравниванием определителя системы (40) нулю. Полагая A = 1, из первых трех уравнений системы определяем коэффициенты В, С и D. Мы не будем приводить здесь все эти выражения изза их громоздкости. Приведем только результаты предварительных расчетов. Не вторгаясь сразу в терагерцовую область, рассмотрим пока только возможность увеличения на порядок плазменной частоты и частоты излучения по сравнению с действующими в настоящее время плазменными излучателями. Положим $\omega_p = 10^{12}$ рад/с, R = 2 см, $r_1 = 1.3$ см, $r_2 = 1.5$ и $\varepsilon_0 = 2$. На рис. 11 представлены дисперсионные кривые $\omega(k_{-})$ цилиндрического плазменно-диэлектрического волновода с заполнением (37). Штрихпунктирной линией показана прямая $\omega = k_z c$, а штриховой линией (сливается с нижней дисперсионной кривой) прямая $\omega = k_z c / \sqrt{\varepsilon_0}$.



Рис. 11. Электромагнитные волны плазменно-диэлектрического волновода.



Рис. 12. Структуры поля электромагнитных волн плазменно-диэлектрического волновода.

Структуры компоненты напряженности электрического поля $E_z(r)$ первых двух (по возрастанию частоты $\omega = 36.6 \times 10^{10}$ рад/с (кривая *1*) и $\omega = 40.4 \times 10^{10}$ рад/с (кривая *2*) при $k_z = 17$ см⁻¹) радиальных мод волновода приведены на рис. 12.

Заметим, что в волноводе с диэлектрической вставкой замедленные электромагнитные волны имеются и без плазмы, в чем несложно убедиться, проведя расчеты по системе (40) и формуле (38) при $\omega_p = 0$. Может возникнуть вопрос: а зачем вообше нужна плазма? Ее роль двоякая. Во-первых. плазма нейтрализует статический заряд пучка [20], что позволяет использовать в терагерцовой плазменной электронике сильноточные электронные пучки. Во-вторых, как видно из рис. 12, плазма фактически полностью экранирует электромагнитное поле в области $r < r_1$. В вакуумной области поле достаточно большое, там и следует пропускать электронный пучок. Самое большое поле локализовано в области r₂ < r < R, что крайне выгодно для эффективного излучения энергии из плазменно-диэлектрического волновода. Например, в качестве излучателя можно взять коаксиальный волновод с радиусами r₂ и R. Если бы в области $r < r_1$ поле было значительным, согласовать волновод с излучателем было бы значительно труднее.

12. В работе рассмотрены поверхностные волны в слоистых структурах, состоящих из трех областей с различным характером частотной дисперсии. А именно, структуры диэлектрикплазма-вакуум, вакуум-плазма-плазма и диэлектрик-вакуум-плазма. В первых двух структурах на каждой из границ раздела имеется своя поверхностная волна, убывающая при удалении от этой границы в обе стороны. Наличие второй границы приводит к модификации поверхностной волны. В некоторых случаях эта поверхностная волна перестает быть поверхностной в третьей среде (не образующей границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны). То есть она распространяется вглубь, унося с собой энергию, и таким образом затухает. В случае затухания волны во времени, граничное условие на бесконечности в этой третьей среде (условие излучения) формулируется в виде уходящей на бесконечность, распространяющейся волны или, что тоже самое, нарастающей на бесконечности. Последний факт определяется запаздыванием возмущений при распространении, т.е. дальше ушедшие возмущения были испущены раньше, когда амплитуда затухающей волны была выше. При этом в другой полубесконечной среде (образующей границу раздела для рассматриваемой поверхностной волны) условие излучения для слабозатухающей поверхностной волны остается традиционным – убывание возмущений на бесконечности. Из двух поверхностных волн (по одной на каждую границу раздела) одна оказывается излучаемой (в некоторой области волновых чисел) в одну из сред и затухающей даже в недиссипативной системе. Другая – остается близкой к традиционной поверхностной волне на границе раздела двух полубесконечных сред. Учет диссипации приводит к дополнительному затуханию поверхностной волны.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

Структура диэлектрик-вакуум-плазма имеет особенность, связанную с отсутствием на границе диэлектрик-вакуум поверхностной волны. Дисперсионная зависимость поверхностной волны на границе вакуум-плазма различается в зависимости от толщины вакуумного слоя. Для достаточно тонкого вакуумного слоя дисперсионная кривая аналогична дисперсионной кривой поверхностной волны границы раздела диэлектрик-плазма. Начиная с некоторой толщины вакуумного слоя, поверхностная волна границы вакуум-плазма имеет область волновых чисел, когда она излучается в диэлектрик и становится затухающей. При этом в длинноволновой области дисперсионное уравнение вообще не имеет решения в виде поверхностной волны.

Для всех случаев проанализированы возможности возбуждения поверхностных волн слоистой структуры электронным пучком. Указано, какие поверхностные волны будут возбуждаться наиболее эффективно. Показана перспективность использования поверхностных волн плазменно-диэлектрических волноводов в плазменной СВЧ-электроники при освоении субтерагерцовых и терагерцовых частотных диапазонов. Детальному исследованию применения излучаемых поверхностных волн в плазменной СВЧэлектронике и их возбуждению прямолинейными электронными пучками мы предполагаем посвятить отдельную работу, в которой, в частности, будут определены инкременты развития черенковских пучковых неустойчивостей в слоистых плазменно-диэлектрических структурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00625.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Физическая энциклопедия. Т. 3. М.: Советская энциклопедия, 1988.
- 2. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* // Тр. Ин-та общей физики им. А.М. Прохорова. Т. 72. М., 2016. С. 3.
- 3. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕНАНД, 2018.
- Карташов И.Н., Кузелев М.В., Стрелков П.С., Тараканов В.П. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 250.
- Buleyko A.B., Ponomarev A.V., Loza O.T., Ul'yanov D.K. // Phys. Wave Phenomena. 2019. V. 27. P. 257.
- Красильников М.А., Кузелев М.В., Панин В.А., Филиппычев Д.С. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 1061.
- Поверхностные поляритоны: Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Ред. Агранович В.М., Миллс Д.Л. М.: Наука, 1985.
- 8. *Майер С.А.* Плазмоника: Теория и приложения. М.: R&C Dynamics, 2011.

- 9. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
- 10. Карташов И.Н., Кузелев М.В. // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 355.
- Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
- Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
- 13. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
- 14. Федорченко А.М., Коцаренко Н.Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. М.: Наука, 1981.

- 15. Kretschmann E. // Z. Physik. 1971. V. 241. P. 313.
- 16. Otto A. // Z. Physik. 1962. V. 216. P. 398.
- 17. *Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А. //* Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1149.
- 18. Баженова Т.В., Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 44. С. 580.
- Стрелков П.С., Тараканов В.П., Диас Михайлова Д.Е. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 335.
- 20. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: ЛЕНАНД, 2016.

УДК 537.924

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА НА СТАДИИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОДПОРОГОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ С СОДЕРЖАНИЕМ МЕТАНА

© 2021 г. В. А. Шахатов^{а,*}, С. И. Грицинин^b, В. Д. Борзосеков^b

^а Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия ^b Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия *e-mail: shakhatov@ips.ac.ru Поступила в редакцию 16.10.2020 г. После доработки 15.12.2020 г. Принята к публикации 21.12.2020 г.

Выполнены исследования состава продуктов химических реакций в послесвечении новой формы атмосферного разряда — микроволнового самоподдерживающегося несамостоятельного разряда в воздухе с содержанием метана. Разработана детальная кинетическая модель, описывающая на стадии интенсивного охлаждения разрядного канала кинетику реакций с участием многоатомных оксидов азота. Установлено что, образование оксида азота NO зависит от процентного содержания продуктов диссоциации молекулы метана в изначально атомарной азотно-кислородной смеси. Новый тип разряда можно применять для плазмохимической обработки газообразных сред.

Ключевые слова: кинетическая модель, микроволновой самоподдерживающийся несамостоятельный разряд, оксиды азота, метан

DOI: 10.31857/S0367292121050085

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование уникального генератора СВЧизлучения (гиротрона мощностью до 600 кВт, длительностью импульса ≤20 мс, длиной волны 0.4 см) позволило на стенде ФАКЕЛ (ИОФ РАН) получить новую форму газового разряда – микроволновой самоподдерживающийся несамостоятельный (СНС) разряд [1–6].

Согласно результатам экспериментальных исследований [3-7], СНС-разряд является последовательным чередованием стадий несамостоятельного разряда в ультрафиолетовом (УФ) ореоле с дальнейшим переходом в самостоятельную форму, происходящим в микроволновом пучке электромагнитных волн. Это отличает его от описанных в литературе микроволновых разрядов [8-14]. Переходы от несамостоятельного разряда в УФ-ореоле к самостоятельному типу разряда [4-7] в форме нитевидных структур, вытянутых вдоль линии напряженности электрического поля волны, обусловлены нелинейным механизмом развития ионизационно-перегревной неустойчивости плазмы [8, 15] и процессами возбуждения частиц газа (фотоионизацией, электронным ударом и т.д. [8]). СНС-разряд характеризуется пространственной неоднородностью распределения и нестационарностью химического состава газовой среды, концентрации и температуры электронов, приведенной напряженности электрического поля, поступательной температуры газа и т.д.

СНС-разряд генерируется в воздушной среде в пучках микроволнового излучения при значении приведенного электрического поля ~10⁻¹⁶ В · см² при давлениях вплоть до атмосферного и выше [3-7]. Это значение поля оказывается меньше, чем пороговое приведенное электрическое поле для возбуждения самостоятельного микроволнового разряда ~10⁻¹⁵ В · см² [8–14]. За времена, много меньшие длительности микроволнового импульса, в разрядном объеме формируется пространственная структура, состоящая из разрядных каналов диаметром ≤100 мкм с температурой электронов несколько электрон-вольт. Они образуют разрядные области, характеризующиеся удельной энергией, поглощенной ионизованной средой, до 1 кДж/см³ и интенсивным во времени ее нагревом. Физическая модель СНС-разряда [5] основывается на результатах измерений поступательной температуры и концентрации электронов [1, 5, 6]. Они получены из обработки спектров испускания СНС-разряда. Концентрация электронов, определенная из обработки измеренного спектрального профиля линии водорода Н_а при

предположении штарковского механизма ее уширения, превышала величину 10¹⁶ см⁻³. Величина поступательной температуры в СНС-разряде определялась методом неразрешенной вращательной структуры из обработки измеренных спектров испускания второй положительной системы азота. Ее величина оказывается высокой. 4000-7000 К. Результаты расчетов [5, 16] и экспериментальных исследований [5-7] кинетики процессов и плазмохимических реакций в СВЧразряде в воздухе свидетельствуют о том, что высокие значения поступательной температуры, температуры и концентрации электронов, достигаемые в разрядных каналах на стадии ионизационно-перегревной неустойчивости, приводят к практически полному разложению молекулярных соединений в результате их столкновений с электронами.

Измерения химического состава газовой среды, выполненные в [7] с помощью методов газового анализа и абсорбционной спектроскопии, указывают на то, что поздняя стадия СНС-разряда сопровождается быстрым охлаждением разрядного канала (на временах 10^{-5} с). К концу поздней стадии охлаждения образуются молекулярные соединения, состав и концентрация которых определяются термическими реакциями. Установлено деструктивное воздействие СНС разряда на экологически вредные примеси в воздушной среде.

Микроволновой СНС-разряд на стадии позднего послесвечения характеризуется параметрами, которые делают его применение потенциально интересным для газоочистки городской атмосферы от оксидов азота [5, 7, 17, 18]. Именно эта стадия исследуется в настоящей работе.

Данная статья является продолжением исследований [7]. В настоящей работе проблема газоочистки городской атмосферы от оксидов азота исследуется путем моделирования влияния малых добавок продуктов диссоциации молекулы метана CH₄ в атомарную азотно-кислородную смесь на процессы образования и разрушения оксидов азота на поздней стадии послесвечения СНС-разряда. В рамках обозначенной выше проблемы решены следующие задачи: развита нульмерная детальная кинетическая модель процессов образования и разрушения оксидов азота на стадии быстрого охлаждения разрядного канала в зависимости от содержания продуктов распада молекулы метана (атомов водорода Н и радикалов метила СН₃ [19]); создана база данных характеристик химических реакций. Особое внимание в модели уделяется механизмам образования многоатомных оксидов азота: диоксида (окиси) азота

 NO_2 , оксида диазота (закиси азота) N_2O , трехокиси (перекиси) азота NO_3 , пентаоксида диазота (другие названия — нитрат нитрила, нитрат нитрония или азотный ангидрид) N_2O_5 , тетраоксида диазота N_2O_4 . Закись азота N_2O является одними из ключевых долгоживущих парниковых газов. Диоксид азота NO_2 относится к опасным химическим соединениям для окружающей среды и человека.

2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Развитию нульмерных кинетических моделей газовых разрядов в воздухе посвящено большое количество работ, обзор которых приведен в [20]. В подавляющем числе моделей [9, 10, 13, 16–18, 20-25] основное внимание уделяется химическим реакциям, обуславливающим образование и разрушение оксидов азота NO, NO₂ и N₂O. Реакциям, протекающим с участием остальных оксидов NO₃, N₂O₅ и N₂O₄ азота, отводится второстепенная роль. Результаты работ [9, 10, 13, 16-18, 20-25] свидетельствуют о том, что моделирование образования оксидов азота в подпороговом микроволновом разряде в воздухе с содержанием метана является совершенно новой многоплановой и междисциплинарной задачей: химия газовой среды с распределенными в ней микроволновыми микровзрывными плазменными образованиями [7]. Один из этапов ее решения касается разработки самосогласованной столкновительно-излучательной (высокой размерности) модели многокомпонентной плазмы СНС-разряда и его "короткого" послесвечения в азотно-кислородной смеси, содержащей метан. Она включает: компонентный состав (модели химических соединений с соответствующими квантовыми состояниями), физико-химические процессы (с базами данных сечений, констант скоростей, коэффициентами переноса и т.д.), уравнения (электродинамики, процессов переноса излучения, компонент газовой среды и теплопроводности), методы самосогласованного решения уравнений и обоснование предположений, при которых справедливы уравнения и методы их решения. Построение подобной модели далеко от завершения [16] и является задачей дальнейших исследований. Не менее важным этапом решения этой задачи является построение самосогласованной модели, описывающей позднюю (длительную) стадию послесвечения СНС-разряда. На поздней стадии роль плазмохимических реакций с участием заряженных частиц мала, по сравнению с ролью химических превращений нейтральных компонент. Принимая во внимание малые масштабы времени охлаждения разрядного канала ($\leq 10^{-5}$ с), в настоящей работе не рассматриваются процессы переноса частиц, обусловленные пространственной неоднородностью распределения концентраций компонент газовой среды. При разработке модели поздней стадии послесвечения CHC-разряда используются результаты теоретических исследований окисления метана CH₄ в высокотемпературной смеси азота с кислородом N_2-O_2 (или в чистом кислороде O_2) [26–32] на следующих основаниях:

условия в газовой среде, соответствующие поздней стадии послесвечения микроволнового СНС-разряда (диапазон изменения газовой температуры 300-6000 К, давление равно 1 атм.), близки к тем, что рассмотрены в публикациях [3-7, 26-32];

кинетические схемы моделей [26–32] и рекомендуемые константы скоростей из баз данных [19, 20, 26–33] являются апробированными в исследуемом диапазоне газовых температур и получены в результате экспертного анализа [32];

при экспертном анализе [32] учитываются наличие в оригинальной работе информации об условиях проведения эксперимента и о процедуре обработки экспериментальных данных, оценки воспроизводимости и точности результатов эксперимента, а также их чувствительности к выбранной модели обработки результатов измерений.

Для экспериментальных условий [7], рассмотренных в данной работе, обоснование используемого предположения о наличии равновесного максвелл-больцмановского распределения по степеням свободы реагентов подробно обсуждается в литературе [20, 26, 27, 30, 31, 33, 34].

Использование упрощенных кинетических схем из работ [26-28] не позволило подтвердить основные результаты эксперимента [7] на предварительном этапе разработки модели. Учитывая это, а также широкий диапазон изменения поступательной температуры в эксперименте, в настоящих исследованиях основное внимание уделяется разработке детальной кинетической схемы реакций с участием азотно-кислородных соединений с использованием данных из [32]. Построение кинетической схемы и формирование состава химических соединений (исходных и конечных продуктов реакций) модели основываются на предположении, что реакции протекают с участием следующих компонент газовой среды $(M=):N_2, N, N_3, O_2, O, O_3, H_2, H, H_2O, OH, HO_2,$ H₂O₂, CH₄, CH₃, HCO, CH₂O, CH₃O, CO₂, CO, C, CH, CH₂, CH₂OH, CH₃OH, CH₃O₂, CH₃OOH, C₂, C₂H₆, C₂H₅, C₂H₄, C₂H₃, C₂H₂, C₂H, CH₂CH, CH₃. CO, CH₃CHO, CH₂OOCH₃, C₂HO, C₃H₈, C₃H₇, $C_{3}H_{6}$, $C_{3}H_{5}$, $C_{3}H_{4}$, $C_{4}H_{10}$, $C_{4}H_{8}$, $C_{4}H_{6}$, HNO₂, HNO, HNO₃, HNO₄, N₂H₄, N₂H₃, N₂H₂, N₂H, NH₂, NH₃, NH, CN, C₂N₂, HCN, HCO, C₂N, NO, NO₂, N₂O, NO₃, N₂O₅, N₂O₄. Молекула оксида азота N₂O₅ является нестабильным компонентом. Она самопроизвольно распадается за время (не-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

сколько секунд), которое больше, чем время охлаждения разрядного канала. Одна из задач данной работы состоит в определении компонентного состава оксидов азота к концу охлаждения разрядного канала. Реакции с участием данного компонента включены в кинетическую схему модели.

Кинетическая схема с участием 68 компонент состоит из 456 реакций, что существенно усложняет анализ и обработку результатов расчета. Задача об упрощении кинетической схемы модели выходит за рамки настоящей работы. Напротив, расширение кинетической схемы реакций, например, с участием соединений метил нитрата (CH₃ONO₂) или нитрометана (CH₃NO₂) и др., может существенно повлиять на достоверность результатов расчета. Включение реакций с участием этих химических соединений является предметом дальнейших исследований.

В табл. 1–3 (см. Приложение) приведены уравнения реакций с участием компонент NO, NO₂,

N₂O, NO₃, N₂O₅, N₂O₄, N, O, O₃, N₂ и O₂. Для этих реакций в базу данных модели для сравнения включены константы скоростей, приведенные в обзорах [20, 32, 37, 40–42, 45, 51, 53, 54, 59] и оригинальных работах [26, 35–39, 43, 44, 46–50, 52, 55–58, 60].

Химические реакции с соответствующими константами скоростей с участием остальных химических соединений приведены в табл. 4–10 (см. Приложение). Для сравнения уравнений реакций и констант скоростей моделей из [26–28] таблицы содержат также данные из обзоров [27, 30, 62, 64, 67, 78] и оригинальных работ [26, 28, 61, 63, 65, 66, 68–77, 79–90].

Для лучшего понимания и сравнительного анализа результатов, полученных с помощью данной модели, расчеты концентраций оксидов азота выполнены также с использованием моделей окисления метана из работ [26–28]. Упрощенные кинетические схемы моделей [27] (см. табл. 6 и 9) и [28] (см. табл. 4–6 и 9) были дополнены уравнениями реакций из табл. 1–3.

Расчеты выполнены для двух типов начальных условий — при наличии и без содержания в начальный момент времени продуктов диссоциации молекулы метана в атомарной азотно-кислородной смеси.

Результаты численного моделирования кинетики процессов и плазмохимических реакций на стадии горения микроволнового атмосферного разряда и его короткого послесвечения в воздухе [16] показывают, что характерное время, отсчитываемое от времени окончания горения разряда, по истечении которого исследуемая смесь состоит преимущественно из нейтральных продуктов диссоциации молекул, меньше, чем длительность существования разряда, и не превышает 10-100 мкс.

В первом начальном условии, которое задавалось для всех моделей, предполагается, что после прекращения воздействия микроволнового разряда на газовую среду через 10-100 мкс исследуемая смесь состоит преимущественно из нейтральных продуктов диссоциации молекул метана, азота и кислорода: атомов азота N, кислорода O и водорода Н; радикалов метила СН₃. Полная концентрация частиц N_T в начальный момент времени в разрядном канале является суммой концентраций: атомов азота N_N, кислорода N_O и водоро- $N_{\rm H}$, радикалов метила $N_{\rm CH_2}$. да Она рассчитывается из уравнения состояния для газовой смеси при атмосферном давлении и газовой температуре в начальный момент времени.

Предварительные расчеты показали, что результаты определения концентрации исследуемых химических компонент к концу охлаждения разрядного канала слабо зависят от соотношения концентраций атомов водорода Н и радикалов метила СН₃ в начальный момент времени. На основании этого результата и из соображений, что начальное содержание продуктов разложения метана мало по сравнению с соответствующим содержанием атомов азота и кислорода, расчеты выполнены для следующих условий: в начальный момент времени предполагалось, что $N_{\rm H} \ge N_{\rm CH_2}$ при T = 5000 К. Сумма $N_{\rm H}$ и $N_{\rm CH_2}$ совпадает с концентрацией продиссоциировавших к началу поздней стадии молекул метана N_{CH_4} . Исходное процентное содержание метана в смеси

$$P_{\rm CH_4} = 100 \times N_{\rm CH_4} / N_T$$
.

В расчетах величина P_{CH_4} изменяется в диапазоне от 0.025% до 12.5%, что соответствует изменению суммарной концентрации частиц продуктов диссоциации молекулы метана от 3 × 10¹³ см⁻³ до 10^{17} см⁻³ (при атмосферном давлении и начальной температуре 5000 К в разрядном канале). Диапазон значений P_{CH_4} выбран на основе анализа результатов измерений содержания метана, выделяющегося при захоронении отходов мусора на полигонах [7]. Процентное содержание атомов водорода $P_{\rm H}$ и радикалов метила P_{CH_3} в начальный момент времени в смеси равно

$$P_{\rm H} = P_{\rm CH_2} = 100 \times N_{\rm CH_4} / (2 \times N_T).$$

Отношение концентрации атомов азота к концентрации атомов кислорода, R, составляет 0.28. Исходное процентное содержание компонент смеси P_i (i = N, O) в разрядном канале определяется в зависимости от процентного содержания продуктов диссоциации молекул метана выражениями

$$P_{\rm N} = 100 \times (1 - N_{\rm CH_4} / N_T) / (1 + {\rm R}),$$

$$P_{\rm O} = 100 \times {\rm R} \times (1 - N_{\rm CH_4} / N_T) / (1 + {\rm R}).$$

Процентное содержание остальных компонент смеси полагается близким к нулю.

Согласно второму начальному условию, которое применялось только для модели, разработанной в данной работе, процентные содержания $P_{\rm H}$ и $P_{\rm CH_3}$ при определении значений $P_{\rm N}$ и $P_{\rm O}$ полагаются равными нулю.

Для всех моделей предполагается, что смесь в разрядном канале охлаждается от начальной температуры $T(t_0) = 5000$ К до $T(t_k) = 300$ К. Предположение основывается на результатах определения поступательной температуры из спектров испускания СНС-разряда [5, 6], измеренных с помощью спектрографов (AVASPEC 2048, AVASPEC 3648 и HR 2000). Для упрощения численного анализа зависимость поступательной температуры газа T(t) от времени пребывания частиц газовой среды ($t_0 \le t \le t_k$) в разрядном канале задается линейной функцией

$$T(t) = T(t_0) + v_T \times (t - t_0), \quad v_T = \frac{T(t_0) - T(t_k)}{t_{oh}},$$

где t_{oh} – характерный масштаб времени охлаждения разрядного канала ($t_{oh} = t_k - t_0$). Величины t_0 и t_k обозначают начальное и конечное время расчета. Время t_0 совпадает с усредненным временем столкновения между частицами газовой среды ($\approx 10^{-10}$ с).

Механизму быстрого охлаждения газовой среды на стадии позднего послесвечения СНС-разряда не было уделено тщательного внимания в работах [3–7]. Его изучение является одной из задач ближайшего будущего. Результаты [3–7] свидетельствуют в пользу того, что этот механизм, по-видимому, может быть обусловлен явлением теплопроводности через поверхность разрядного канала. Оценку скорости изменения поступательной температуры в канале можно выполнить с привлечением уравнения теплопроводности в приближении изотропной однородной среды при отсутствии источников тепловыделения:

$$\frac{\partial}{\partial t}T = a^2 \Delta T,$$

где Δ – оператор Лапласа, a^2 – коэффициент температуропроводности. В приближении идеального газа порядок величины a^2 оценивается как

$$a^2 = \frac{\langle v \rangle \times \langle l \rangle}{3}.$$



Рис. 1. Зависимость концентраций O₂, O, N₂, N, NO, N₂O, N₂O, NO₃, N₂O₅ и N₂O₄ от времени пребывания частиц в разрядном канале *t*. Темп v_T и время охлаждения смеси t_{oh} составляют 4.7 × 10⁸ K/с и 10⁻⁵ с соответственно, при начальном процентном содержании продуктов диссоциации молекул метана P_{CH} в разрядном канале, равном 6.5%.

Здесь $\langle v \rangle$ и $\langle l \rangle$ обозначают среднюю тепловую скорость и длину пробега частиц (атомов и молекул) в разрядном канале. Действие оператора Лапласа на поступательную температуру с учетом тепловых потерь в цилиндрической геометрии разрядного канала (при радиусе канала *R*) можно оценить из выражения

$$\Delta T \approx -T \times \left(\frac{2.4}{R}\right)^2,$$

знак минус указывает на охлаждение газовой среды. Таким образом, скорость охлаждения газовой среды в канале дается оценочным соотношением

$$\frac{\partial}{\partial t}T \approx -\frac{\langle v \rangle \times \langle l \rangle}{3} \times T \times \left(\frac{2.4}{R}\right)^2.$$

Оно определяет тепловой баланс для малого элемента объема разрядного канала с учетом теплопроводности. При измеренной поступательной температуре в канале 5000 К оценочные значения $\langle v \rangle$ и $\langle l \rangle$ для частиц (атомов кислорода, азота и т.д.) в разрядном канале соответствуют 3.3 × $\times 10^{6}$ см/с и 6.5 $\times 10^{-4}$ см. При радиусе разрядного канала R = 0.01 см скорость уменьшения во времени поступательной температуры в канале оказывается не меньше, чем 10⁸ К/с. Расчеты по модели кинетики реакций образования окислов азота в разрядном канале СНС-разряда выполнены при значении скорости уменьшения поступательной температуры газа от времени v_{T} (темпа охлаждения газовой среды), равной 4.7 × 10⁸ К/с $(t_{oh} = 10^{-5} \text{ c}).$

Совокупность уравнений баланса для концентраций частиц (молекул и атомов) и поступатель-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

ной температуры является системой дифференциальных уравнений первого порядка [91]. Она решается численным методом Гира с использованием программы, предназначенной для решения прямой кинетической задачи Коши [27, 91]. Программа подробно описана в [27].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов концентраций азотсодержащих и кислородсодержащих компонент с помощью модели, разработанной в данной работе, даны на рис. 1-3.

На рис. 1 приведены результаты расчетов изменения концентраций молекул и атомов кислорода и азота, оксидов азота (NO, NO₂, N₂O, NO₃, N₂O₅ и N₂O₄) в зависимости от времени пребывания частиц газа в разрядном канале *t* при $P_{CH_4} =$ = 6.5% и уменьшении поступательной температуры от 5000 К до 300 К при атмосферном давлении.

Рисунок 2 иллюстрируют результаты расчетов концентраций оксидов азота при охлаждении разрядного канала от 5000 К до 300 К в изначально атомарной азотно-кислородной смеси без добавок метана ($P_{CH_4} = 0\%$) при атмосферном давлении.

Для удобства время *t* по оси абсцисс на рис. 1 и 2 приведено в логарифмическом масштабе.

Рисунок 3 показывает рассчитанную зависимость концентрации оксида азота NO от начальной суммарной концентрации N_{CH_4} продуктов диссоциации молекулы метана. Значения концентрации оксида азота NO соответствует времени пребывания частиц в разрядном канале



Рис. 2. Зависимость концентраций O₂, O, N₂, N, NO, NO₂, N₂O, NO₃, N₂O₅ и N₂O₄ от времени пребывания частиц в разрядном канале *t* при $P_{CH_4} = 0\%$. Темп v_T и время охлаждения газовой смеси t_{oh} составляют 4.7 × 10⁸ K/c и 10⁻⁵ с соответственно.

 $t = 10^{-5}$ с и условиям среды (по температуре и давлению), которые оговорены выше для рис. 1 и 2.

Учитывая сложность реализации модели, на начальном этапе ее разработки основное внимание уделяется качественной воспроизводимости основных тенденций, наблюдаемых в эксперименте [7].

В работе [7] выполнены измерения зависимости концентраций оксидов азота NO и NO₂ от удельной энергии ε , поглощенной плазмой CHC-



Рис. 3. Зависимость концентрации оксида азота NO от начальной суммарной концентрации продуктов диссоциации метана $N_{\rm CH_4} = [{\rm CH_4}]$ в разрядном канале. Темп v_T и время охлаждения смеси t_{oh} составляют 4.7 × 10⁸ K/с и 10⁻⁵с соответственно. $N_{\rm CH_4}$ изменяется от 3 × 10¹³ до 10¹⁷ см⁻³ ($P_{\rm CH_4}$ от 0.025% до 12.5%).

разряда (давление 749 мм. рт. ст., длительность поддержания СНС-разряда 1.5 мс, полная мощность, поглощенная плазмой, 150-200 кВт). Концентрации оксида азота NO и диоксида азота NO₂ измерены мультигазовым анализатором (MRU Option-7) и определены из обработки спектров поглошения в инфракрасном диапазоне длин волн, измеренных фурье-спектрометром (ФСМ 2202). Данные о концентрациях соответствовали концу стадии быстрого охлаждения разрядного канала на поздней стадии послесвечения СНСразряда при поступательной температуре T == 300 К. Экспериментальные результаты, полученные для воздушной смеси, свидетельствуют о том, что измеренное значение концентрации NO с ростом ϵ от 0.25 до 3.5 Дж \cdot см⁻³ увеличивается от 1.35×10^{16} до 7 × 10^{16} см⁻³ (от 500 до 2600 ppm). Концентрация NO₂ была заметно меньше, чем концентрация NO, и лежала в диапазоне (0.5–3) × $\times 10^9$ см⁻³ при увеличении ε от 2 до 17 Дж \cdot см⁻³. Результаты измерения концентрации NO находятся в удовлетворительном согласии с расчетами, выполненными в данной работе, 1.35×10^{15} см⁻³ (рис. 2). Для концентрации NO₂ модель, разработанная в данной работе, предсказывала более высокие значения 1.7×10^{12} см⁻³. Различие между теорией и экспериментом для оксидов азота NO и NO₂, по-видимому, объясняется неопределенностью величины скорости охлаждения разрядного канала на поздней стадии послесвечения СНСразряда; кроме того, измеренные значения концентрации оксидов азота являются усредненными по рабочему объему стенда ФАКЕЛ.

Влияние добавления в воздушную смесь метана на содержание оксидов азота после ее обработ-

ки CHC-разрядом в работе [7] анализировалось по изменению величины интенсивности спектров поглощения оксидов азота, измеренных посредством фурье-спектрометра (ФСМ 2202). Измеренные спектры поглощения указывали на отсутствие содержания оксида азота NO при добавке метана в воздушную смесь. Полученный результат находится в качественном согласии с результатами расчетов зависимости концентрации NO от процентного содержания продуктов разложения CH₄ в смеси в начальный момент времени: с увеличением процентного содержания продуктов разложения CH₄ в смеси концентрация NO уменьшается (рис. 3).

Таким образом, результаты расчетов в диапазоне изменения начальной концентрации $N_{\rm CH_4}$ от $3 \times 10^{13} - 10^{17}$ см⁻³ ($P_{\rm CH_4}$ от 0.025% до 12.5%) и темпа охлаждения газа $v_T = 4.7 \times 10^8$ K/c ($t_{\rm oh} = 10^{-5}$ с) подтверждают основные экспериментальные результаты, полученные на стенде ФАКЕЛ:

в газовой среде, изначально состоящей из продуктов диссоциации молекул (радикалов метила, атомарных водорода, азота и кислорода), происходит интенсивное образование молекулярных компонент к концу стадии охлаждения разрядного канала;

добавление продуктов диссоциации молекулы метана CH₃ и H в атомарную азотно-кислородную смесь приводит к снижению концентрации оксида азота NO по отношению к соответствующей концентрации без добавок CH₃ и H к концу стадии охлаждения разрядного канала.

При охлаждении разрядного канала концентрация молекул азота монотонно увеличивается (рис. 1). Концентрации атомарного азота и кислорода монотонно уменьшаются. Азотный ангидрид N_2O_5 и тетраоксид диазота N_2O_4 не успевают образовываться в заметных количествах при интенсивном охлаждении смеси к моменту времени $t = 10^{-5}$ с. Зависимости концентраций от времени компонент смеси (N_2 , O, N_2O_5 и N_2O_4) приблизительно подобны тем, что получены для атомарной азотно-кислородной смеси без добавки CH₃ и H (рис. 2).

При интенсивном темпе охлаждения смеси $v_T = 4.7 \times 10^8$ K/c, с уменьшением газовой температуры в разрядном канале от 5000 K до 300 K, роль реакций рекомбинации с участием компонент N и O становится доминирующей. Реакции рекомбинации с участием этих атомарных компонент (табл. 1–3 в Приложении) уменьшают концентрации атомов. Следует ожидать, что интенсивная наработка оксидов азота (N₂O₅, N₂O₄ и NO₃) будет наблюдаться на более длительных временах охлаждения смеси.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что добавки CH_3 и H в атомарную азотно-кислородную смесь слабо влияют на механизмы образования и гибели молекулярных N_2 , N_2O_5 , N_2O_4 и NO_3 и атомарной O компонент при интенсивном охлаждении разрядного канала.

В отличие от компонент смеси N₂, N и O, pacсчитанные зависимости концентраций О2 и оксидов азота NO, NO₂ и N₂O от времени являются немонотонными при добавке СН₃ и Н в азотно-кислородную смесь (рис. 1). Их зависимости от времени отличаются от монотонных зависимостей, полученных в расчетах для тех же условий в разрядном канале без добавок радикалов метила СН₃ и атомов водорода Н (рис. 2). Рассчитанные зависимости концентраций оксида азота N_{NO}, диоксида азота $N_{
m NO_2}$ и закиси азота $N_{
m N_2O}$ от суммарной концентрации $N_{\rm CH_4}$ продуктов диссоциации метана свидетельствуют о различии механизмов образования оксидов азота NO, NO₂ и N₂O на стадии длительного послесвечения СНС-разряда: концентрация оксида азота $N_{\rm NO}$ уменьшается с увеличением содержания CH₃ и H при $P_{CH_4} \ge 4.5\%$ и $v_T = 4.7 \times 10^8$ K/c (рис. 3); концентрации N_{NO_2} и $N_{\rm N_{2}O}$ изменяются слабо при добавке в изначальную смесь СН₃ и Н.

Диоксид азота NO₂ является устойчивым химическим соединением (при температурах ниже 1000 K). Незначительное изменение его концентрации N_{NO_2} , по-видимому, связано с замещением атомарных азота и кислорода малыми добавками продуктов диссоциации молекулы метана. Подобное изменение N_{N_2O} закиси азота N₂O может быть обусловлено как химическими превращениями, так и замещением атомарных азота и кислорода малыми добавками CH₃ и H.

Зависимость концентрации $N_{\rm NO}$ оксида азота NO от N_{CH}, обусловлена химическими реакциями (табл. 4, 5, 7-10) с участием компонент смеси NCO, CH, CH₂, HO₂, OH, H₂O, H₂, H, NH, C, C₂, CN, NH₃, CO, HNO₂, HNO, N₂H, CH₂O, C₂H₂, С₂НО и HCN. Расчеты показывают, что при добавке радикалов метила СН₃ и атомов водорода Н в изначальную смесь в разрядном канале, на временах $t = 10^{-7} - 10^{-5}$ с, образуются в заметных количествах молекулярные компоненты $N_2, O_2, O_3,$ H₂, H₂O, OH, HO₂, CH₄, HCO, CH₂O, CO₂, CO, C₂, CH, CH₂, C₂H₂, HNO, HNO₂, N₂H, NH₃, NH, $CN, C_2N_2, HCN, NCO и C_2N. В$ соизмеримом количестве присутствуют оксиды азота NO, NO₂, N₂O и атомарные компоненты N, C, O и H. Существенную роль играют реакции (табл. 4, 7, 8 и 10) с участием азотсодержащих компонент NCO,

NH, CN, NH₃, HNO₂, HNO, N₂H, C₂N₂, C₂N и HCN. Это подтверждается результатами расчетов с использованием модели [26] и упрощенных кинетических схем моделей окисления CH₄ в чистом O₂ из работ [27, 28], расширенных уравнениями реакций из табл. 1–3. Установлено, что результаты расчетов зависимостей концентраций NO, NO₂ и N₂O от N_{CH_4} и времени слабо зависят от детализации оригинальных кинетических схем моделей [26–28].

Деструктивное воздействие на оксид азота NO добавок продуктов диссоциации метана в изначальную азотно-кислородную смесь, наблюдаемое в эксперименте, подтверждается расчетами, выполненными с использованием модели, разработанной в данной работе, при включении в ее кинетическую схему (табл. 1-3) реакций с участием азотсодержащих соединений (NCO, NH, CN, NH₃, HNO₂, HNO, N₂H, C₂N₂, C₂N и HCN) из табл. 4, 7, 8 и 10. Расчеты показывают, что к концу стадии охлаждения разрядного канала баланс концентрации N_{NO} (помимо реакций 3.0, 3.1 и 3.31 из табл. 3) определяется реакциями оксида азота NO (перечень реакций из табл. 7, 8 и 10): с оксидом нитрида азота NCO и атомарным углеродом С (7.11 и 7.15, табл. 7); с диоксидом водорода НО₂ и гидроксилом ОН (8.0, 8.9 и 8.1, 8.2, 8.7, табл. 8); с молекулами воды H₂O и водорода H₂, атомами водорода Н (8.8 и 8.11, 8.12, 8.29, табл. 8); с гидридом азота NH (8.43 и 8.44, табл. 8); с метином CH и метиленом CH₂ (10.6 и 10.7, табл. 10). Из них наиболее важными являются реакции (7.15, 8.43 и 8.44), обуславливающие уменьшение концентрации оксида азота NO к концу стадии охлаждения разрядного канала.

Опосредованную роль в балансе концентрации оксида азота NO играют реакции, которые способствуют уменьшению концентраций атомов О и N и молекул О2 и N2 в реагирующей смеси. Скорость образования NO понижается за счет реакций (3.1 и 3.31, табл. 3) и реакции рекомбинации (3.0, табл. 3). Дополнительный вклад в убыль оксида азота NO дают реакции (перечень из табл. 4, 5, 7–10), включающие компоненты O₂, N₂, O, N и следующие реагенты: атом С и молекула С2 углерода, циан CN (4.2 и 4.3, табл. 4); атом Н и молекула водорода Н₂ (4.16 и 4.17, табл. 4 и 5.1, 5.2, 5.5, 5.6, табл. 5); молекулы аммиака NH₃ и гидрида азота NH (4.20 и 4.24, табл. 4); молекула воды H₂O (5.3, 5.4, 5.7–5.9, 5.19 табл. 5); гидроксил OH и атом водорода Н (5.12, табл. 5 и 8.46, табл. 8); метилен CH₂ и радикалы метила CH₃ (7.5-7.7, табл. 7 и 9.25, табл. 9); молекулы циана CN и оксида углерода СО (7.9, 7.10 и 7.15, табл. 7); оксид нитрида азота NCO (7.12-7.14, табл. 7), молекулы азотистой кислоты HNO₂ и оксида-гидрида азота HNO (8.4, 8.6 и 8.7 табл. 8); молекулы диоксида

азота H_2O и оксида-гидрида азота HNO (8.16, 8.42 и 8.43, табл. 8); соединение N_2H и аммиак NH_3 (8.23–8.25, 8.28 и 8.29 табл. 8); формальдегид CH_2O (9.2 и 9.7, табл. 9); ацетилен C_2H_2 (9.60 и 9.61, табл. 9); метилен CH_2 и соединение C_2HO (9.80–9.82, 9.96, табл. 9); синильная кислота HCN и соединение C_2HO (10.0–10.2, 10.8, табл. 10). Наиболее важными из них являются реакции: 4.2, 4.3, 4.17 и 4.24 из табл. 4; 7.5–7.7, 7.9, 7.10 и 7.12– 7.14 из табл. 7; 8.6, 8.7, 8.24, 8.25, 8.28, 8.29 8.42, 8.43 и 8.46 из табл. 8; 10.0–10.2 из табл. 10.

Таким образом, конкуренция реакций диссоциации и рекомбинации (табл. 1-3), бимолекулярных реакций (3.1 и 3.31, табл. 3) и реакций (табл. 7, 8 и 10) с участием азотсодержащих компонент (NCO, NH, CN, NH₃, HNO₂, HNO, N₂H, C_2N_2 , C_2N и HCN) играет ключевую роль в балансе концентраций молекулярных соединений О₂, NO, NO₂, N₂O и определяет характер их зависимостей от времени. Наработка оксидов азота NO зависит от наличия и процентного содержания добавки продуктов диссоциации молекулы метана. Результаты расчетов свидетельствуют о необходимости оптимизации процессов разрушения экологически вредных оксидов азота в предполагаемых вариантах применения СНС-разряда для очистки городской атмосферы.

Соотношение концентраций оксидов азота при интенсивном охлаждении разрядного канала ($v_T = 4.7 \times 10^8 \text{ K/c}$, $t_{oh} = 10^{-5} \text{ c}$) слабо зависит от содержания в начальный момент времени компонент CH₃ и H:

$$N_{N_{2}O_{4}} < N_{N_{2}O_{5}} < N_{NO_{3}} \ll N_{NO_{2}} \le N_{N_{2}O} \ll N_{NO}.$$

Содержание оксида азота NO в смеси является доминирующим. Следует ожидать, что соотношение концентраций оксидов азота будет зависеть от темпа охлаждения газа в разрядном канале. Это явление хорошо известно в горении, как "закалка" оксидов азота. Оно имеет место в двигателе внутреннего сгорания.

Таким образом, соотношение концентраций оксидов азота в смеси можно будет регулировать в зависимости от способа применения СНС-разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита нульмерная кинетическая модель образования и разрушения многоатомных оксидов азота на стадии позднего послесвечения микроволнового самоподдерживающегося несамостоятельного разряда в смеси, состоящей изначально из атомов азота и кислорода с добавками нейтральных продуктов диссоциации молекулы метана (атомов водорода и радикалов метила). Разработана кинетическая схема с соответствующей базой данных по константам скоростей химических реакций при предположении о наличии равновесного максвелл-больцмановского распределения по степеням свободы реагентов. Исследована кинетика реакций с участием многоатомных оксидов молекулы азота.

Подтверждены основные экспериментальные результаты, полученные на стенде ФАКЕЛ в ИОФ РАН: изначально в газовой среде, состоящей из продуктов диссоциации метана, атомарных азота и кислорода, происходит интенсивное образование молекулярных компонент; добавление продуктов диссоциации молекулы метана в изначальную атомарную азотно-кислородную смесь приводит к снижению концентрации оксида азота NO по отношению к соответствующей концентрации без добавок метана. Результаты свидетельствуют в пользу того, что микроволновой разряд нового типа можно применять для плазмохимической обработки газообразных сред.

Применение разряда является перспективным для газоочистки городской атмосферы от экологически вредных примесей. Современная микроволновая техника позволяет возбуждать плазменный столб длиной до 20-30 м [5]. Возможные варианты систем очистки атмосферы и промышленных выбросов газов посредством СНС-разряда подробно обсуждались в Институте общей физики и Институте прикладной физики [7, 13, 92-95]. Например, в системе очистки земной атмосферы от хлорфторуглеродов предлагалось подпороговые микроволновые пучки генерировать с помощью наземной станции и создавать СНСразряд в объеме очистки на высоте, задаваемой беспилотником, несущим инициатор разряда. Вариант системы очистки потоков газовых выбросов фабрик, заводов, комбинатов и т.д. позволяет поддерживать СНС-разряд во всем объеме очистки дымохода промышленного предприятия. Система включает устройство (СВЧ-генератор и антенну), расположенное в нижней части дымохода и фокусирующее подпороговый микроволновой пучок в направлении инициатора, установленного в верхней части дымохода.

Работа выполнена за счет средств проекта РНФ № 17-12-01352.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В табл. 1–10 приведены константы скоростей и уравнения реакций, учитываемые в модели.

Реакции диссоциации и рекомбинации протекают с участием третьей частицы (М или M_C). Сорт частицы М определяется химическими соединениями, перечисленными в тексте статьи в разд. 2. Сорт частицы M_C обозначен в табл. 1–3.

Согласно литературным данным, рекомендуемые значения констант скоростей реакций даны с учетом диапазона температуры T, приведенной (в единицах K) во втором столбце таблиц. Если диапазон температуры не указывается авторами или оказывается уже, чем исследуемый (от 300 K до 5000 K), то в модели выполняется экстраполяция констант скоростей в исследуемый диапазон.

Для большинства реакций, приведенных в таблицах, зависимости от температуры констант скоростей $k_{f,r}$ прямой (f) и обратной (r) химических реакций аппроксимируются с использованием модифицированной формулы Аррениуса [28, 32, 33, 35]

$$k_{f,r} = A \times T^n \times \exp(-E_a/T)$$

Константы скоростей реакций выражаются в единицах моль^{1-s} · см^{3(s-1)} · с⁻¹. Величина s определяет порядок реакции. Параметры A, n и E_a обозначают постоянный предэкспоненциальный множитель, показатель степени в температурном факторе предэкспоненциального множителя и энергетический порог реакции, соответственно, [26, 33].

Константы скоростей для ряда реакций имеют более сложную зависимость от поступательной температуры, чем зависимость, предсказанная по модифицированной формуле Аррениуса. Их величина может определяться не только поступательной температурой, но и концентрацией партнеров по столкновению. Эти макроконстанты скоростей сложных реакций приведены в таблицах с использованием аппроксимационных выражений из работы [32], полученных на основе методов одноквантового ступенчатого возбуждения и переходного состояния [46], модели Трое, модифицированной вариационной теории Кекка [96] и по схеме одноступенчатой дезактивации [97]. Выражения для этих констант скоростей прямых и обратных реакций содержат поправочные коэффициенты d_{if} и d_{ir} , соответственно. Нижний индекс і обозначает номер реакции, для которой вводится поправочный коэффициент. Например, для прямой реакции под номером 3.15.7 индекс *i* принимает значение 3157*f*.

Величина поправочного коэффициента d_{101f} для реакций 1.0.1—1.0.5 (табл. 1) рассчитывается по формуле

$$d_{101f} = 1 - \exp(-3354/T).$$

Значения коэффициентов d_{101r} и d_{102r} определяются произведением поправочного коэффициента d_{101f} на константу равновесия K_{eq} реакций 1.0.1–1.0.5 (табл. 1), соответственно.

Для реакции 2.0.3 (табл. 2) величина коэффициента d_{203f} изменяется в диапазоне от 0.3 до 1.5. Коэффициенты $d_{204f,r}$ и d_{221f} для реакций 2.0.4 и

Таблица 1

Реакция			k _f			k _r		
Nº	Диапазон <i>Т</i> ,К	A	n	E_a	A	N	Ea	- Ссылка
1.0	$N_2 + M \rightleftharpoons N + N + M$	3.7×10^{21}	-1.6	113272	3×10^{14}	0.0	-500	[26, 35]
1.0.1	$N_2 + N_2 \rightleftharpoons N + N + N_2$							
	(300–6000)	$3.2\times10^{16}\times d_{101f}$	0.0	113200				[32, 36]
	(6000-20000)	2.3×10^{29}	-3.5	113200				
	(100–600)				3×10^{14}	0.0	-500	
	(600–6300)				6.9×10^{14}			
	(6300-20000)				$3.2\times10^{16}\times d_{101r}$	0.0	11320	
	(300-15000)	$3.3\times10^{16}\times d_{101f}$	0.0	113200				[20]
	(100–600)				3×10^{14}	0.0		[20, 37]
	(600–6300)				6.9×10^{14}		-500	
1.0.2	$N_2 + N \rightleftharpoons N + N + N$							
	(300–6000)	$7 \times 10^{16} \times d_{101f}$	0.0	113200				[32, 36]
	(6000–20000)	8.5×10^{25}	-2.5	113200				
	(100-6000)				$1.9\times10^{17}\times d_{101r}$	0.0	11320	
	(6000–20000)				$7\times 10^{16}\times d_{102r}$	0.0	0	
	(300-15000)	$2 \times 10^{17} \times d_{101f}$	0.0	113200			11320	[20]
	(290–400)				2×10^{15}	0.0	-435	[20, 37]
1.0.3	$N_2 + M_C \rightleftharpoons N + N + M_C$							
	$M_C = O_2$, NO							
	10000	$3.2\times10^{16}\times d_{101f}$	0.0	113200				[32]
	(100-20000)				$3.2 \times 10^{16} \times d_{101r}$	0.0	11320	
	(300-15000)	$3.3\times10^{16}\times d_{101f}$	0.0	113200				[20]
	(290–400)				6.7×10^{14}	0.0	-435	[20, 37]
1.0.4	$N_2 + O \rightleftharpoons N + N + O$							
	(10000)	$7 \times 10^{16} \times d_{101f}$	0.0	113200				[32]
	(100-6000)				$1.9\times10^{17}\times d_{101r}$	0.0	11320	
	(6000-20000)				$7 \times 10^{16} \times d_{102r}$	0.0	0	
	(300-15000)	$2 \times 10^{17} \times d_{101f}$	0.0	113200			11320	[20, 37]
	(290–400)				2×10^{15}	0.0	-435	
1.0.5	$N + N + CO_2 \rightarrow N_2 + CO_2$							
	(290–400)	_	—	_	2.3×10^{15}	0.0	-435	[20, 37]
1.1	$\mathrm{N} + \mathrm{N}_3 \rightarrow \mathrm{N}_2 + \mathrm{N}_2$							
	(298)	9.6×10^{12}	0.0	0.0	_	_	_	[32, 36]
1.2	$N_3 + N_3 \rightarrow N_2 + N_2 + N_2$							
	(298)	8.4×10^{11}	0.0	0.0	_	_	_	[32, 36]

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

450

Таблица 2

No	Реакция	k _f					Course	
JN≌	(диапазон Т, К)	A	п	Ea	A	п	Ea	Ссылка
2.0	$O_3 + M \rightleftharpoons O_2 + O + M$	4×10^{14}	0.	11400	6.9×10^{12}	0.	-1050	[26, 35]
2.0.1	$\mathrm{O}_3 + \mathrm{O}_3 \rightarrow \mathrm{O}_2 + \mathrm{O} + \mathrm{O}_3$							
	(300-3000)	4.3×10^{14}	0.	11173	_	_	_	[32, 38]
2.0.2	$O_3 + O_2 \rightleftharpoons O_2 + O + O_2$							
	(348–433)	2×10^{12}	0.	11726	_	_	_	[32, 39]
	(219–1000)				3.1×10^{14}	-1.25	0.	
	(290–4000)	1.5×10^{14}	0.	11600				[20, 37]
	(200–4000)				1.4×10^{19}	-1.9	0.	
2.0.3	$O_3 + N_2 \rightleftharpoons O_2 + O + N_2$							
	(200–1000)	$2.5\times 10^{14}\times d_{203f}$	0.	11430	2×10^{19}	-2	0.	[32, 40]
	(290–4000)	4×10^{14}	0.	11600				[20, 37]
	(200–1000)				3×10^{21}	-2.8	0.	
	(1000-4000)				1×10^{19}	-1.9	0.	
2.0.4	$O_3 + M_C \rightleftharpoons O_2 + O + M_C$							
	$M_C = O, N$							
	(290–4000)	$2.5\times 10^{15}\times d_{204f}$	0.	11600				[20, 37]
	(200–1000)				7.2×10^{19}	-1.9	0.	
	(1000-4000)				$2 \times 10^{18} \times d_{204r}$	-1.9	0.	
2.0.5	$O_2 + O + NO \rightarrow O_3 + NO$							[20, 37]
	(200–4000)				1.4×10^{19}	-1.9	0.	
2.0.6	$O_3 + CO_2 \rightarrow O_2 + O + CO_2$							
	(348–433)	2×10^{12}	0.	11726	_	_	_	[32, 39]
2.1	$O_3 + O \rightleftharpoons O_2 + O_2$	1.1×10^{13}	0.	2300	1.2×10^{13}	0.	50500	[26, 35]
	(298)	4.8×10^{9}	0.	0.	—	_	_	[32, 41]
	(220-440)	4.8×10^{12}	0.	2060	_	_	_	
	(220–1000)	1.2×10^{13}	0.	2280	_	_	_	[20, 32, 40]
	(293–1000)				4.8×10^{12}	0.	49824	[32, 42]
	(220–2500)				1.2×10^{13}	0.	49800	[20, 37]
2.2	$O_2 + M \rightleftharpoons O + O + M$	2.6×10^{18}	0.	59580	1.1×10^{14}	-1.	-900	[26, 35]
2.2.1	$O_2 + O_2 \rightleftharpoons O + O + O_2$							

Окончание
l

No	Реакция	k _f				k _r		Course
JNº	(диапазон <i>T</i> , К)	Α	n	Ea	A	п	Ea	Ссылка
	(300–4000)	$2.2\times 10^{16}\times d_{221f}$	0.	59380	8.9×10^{16}	-0.63	0.	[32]
	(4000–20000)							
	(300–10000)	9.8×10^{24}	-2.5	59380	$9.8\times 10^{24}\times K_{eq}$	-2.5	59380	[20, 32, 37]
		$2.2\times 10^{16}\times d_{221f}$	0.	59380				
	(290–4000)				1.5×10^{16}	-0.41	0.	
2.2.2	$O_2 + O \rightleftharpoons O + O + O$							
	(300–4000)	$7.8\times 10^{16}\times d_{221f}$	0.	59380	$3.5 \times 10^{25} \times K_{eq}$	-2.5	59380	[32]
	(4000–20000)	3.5×10^{25}	-2.5	59380				
	(300–10000)	$7.7\times 10^{16}\times d_{221f}$	0.	59380				[20, 32, 37]
	(290–4000)				5.4×10^{16}	-0.41	0.	
2.2.3	$O_2 + N \rightleftharpoons O + O + N$							
	(2800–7000)	$5.5\times10^{15}\times d_{221f}$	0.	59380				[32]
	(300–20000)				$2.4 \times 10^{24} \times K_{eq}$	-2.5	59380	
	(300–10000)	$3.7 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				[20, 32, 37]
	(290–4000)				1.2×10^{16}	-0.41	0.	
2.2.4	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons O + O + N_2$							
	(2800–7000)	$5.5 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				[32]
	(190–500)				1×10^{14}	0.	-720	[20, 32, 37]
	(500-20000)				$2.4 \times 10^{24} \times K_{eq}$	-2.5	59380	
	(300–10000)	$3.7 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				[20, 37]
	(500-4000)				3.8×10^{15}	-0.41	0.	
2.2.5	$O_2 + NO \rightleftharpoons O + O + NO$							
	(2800–7000)	$5.5 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				[32]
	(300–20000)				$2.4 \times 10^{24} \times K_{eq}$	-2.5	59380	
	(300–10000)	$3.7 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				[20, 32, 37]
	(290–4000)	5			2.5×10^{15}	-0.41	0.	
2.3	$O_2 + CO_2 \rightleftharpoons O + O + CO_2$							
	(290-500)				9.45×10^{15}	-0.41	0.	[20, 32, 37]
	(500-4000)				1.3×10^{14}	0.	-900	
	(300–10000)	$7.4 \times 10^{15} \times d_{221f}$	0.	59380				

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА

Таблица 3

No	Deeuuurg	$k_{ m f}$			k _r		Course	
JNō	Реакция	A	п	Ea	A	N	Ea	Ссылка
3.0	$NO + M \rightleftharpoons N + O + M$	4.0×10^{20}	-1.5	76042	1×10^{20}	-1.5	0.	[26, 35]
3.0.1	$NO + M_C \rightleftharpoons N + O + M_C$							
	$M_C = N_2, O_2$							
	(4000–7500)	$6 \times 10^{15} \times d_{301f}$	0.	75500				[32]
	(200–20000)				6.4×10^{16}	-0.5	0.	
	(4000–7500)	5×10^{15}	0.	75994				[20]
	(200–4000)				6.3×10^{16}	-0.5	0.	[20, 37]
3.0.2	$NO + M_C \rightleftharpoons N + O + M_C$							
	$M_C = N, O, NO$							
	(4000–7500)	$\begin{array}{c} 1.2\times10^{17}\times\\ d_{301f} \end{array}$	0.	75500				[32, 43, 44]
	(200–20000)				6.4×10^{16}	-0.5	0.	
	(4000–7500)	1×10^{17}	0.	75994				[20]
	(200–4000)				2×10^{19}	-1	0.	[20, 37]
3.0.3	$\rm N + O + CO_2 \rightarrow \rm NO + CO_2$							
	(200–4000)				5×10^{19}	-1	0.	[20, 37]
3.1	$O + N_2 \rightleftharpoons N + NO$	5×10^{13}	-1	37940	1×10^{13}	0.	0.	[26, 35]
	(200–400)				1.9×10^{13}	0.	0.	[32, 45]
	(200–4000)				6.3×10^{11}	0.5	0.	[20, 32, 46]
	(2000–5000)	1.8×10^{14}	0.	38370				[20, 46]
	(2000–5000)	7.6×10^{13}	0.	38000				[32, 42]
3.2	$O_2 + NO \rightleftharpoons NO_2 + O$	1×10^{12}	0.	23568	1×10^{13}	0.	302	[26, 35]
	(230–2500)				2×10^{12}	0.2	0.	[20, 32, 42]
	(300–550)	1.7×10^{12}	0.	23400				
3.3	$M + NO_2 \rightleftharpoons NO + O + M$	1×10^{16}	0.	32712	1×10^{15}	0.	-941	[26, 35]
3.3.1	$N_2 + NO_2 \rightleftharpoons NO + O + N_2$							
	(200–4000)	4×10^{20}	-2	36180				[20, 37]
	(200–2500)			33000	2×10^{21}	-1.8	0.	
	(600–5000)	$1 \times 10^{16} \times d_{331f}$	0.					[32, 47]
	$\mathrm{NO} + \mathrm{O} + (\mathrm{N}_2) \rightarrow (\mathrm{N}_2) + \mathrm{NO}_2$							
	(200-5000)				$3.2\times 10^{12}\times d_{331r}$	0.3	0.	[32, 48]
3.3.2	$O_2 + NO_2 \rightleftharpoons NO + O + O_2$							
	(200-4000)	3×10^{20}	-2	36180				[20, 32]
	(200–2500)				1.6×10^{21}	-1.8	0.	_
	(600–5000)	$1 \times 10^{16} \times d_{3316}$	0.	33000				[32, 47]
	$NO + O + (O_2) \rightarrow (O_2) + NO_2$							
	(200–5000)				$3.2 \times 10^{12} \times d_{331r}$	0.3	0.	[32, 48]

Таблица 3. Продолжение

No	D	k _f			k _r			Carrow
JNō	Реакция	A	п	Ea	Α	N	Ea	Ссылка
3.3.3	$NO + NO_2 \rightleftharpoons NO + O + NO$							
	(200–4000)	3×10^{21}	-2	36180				[20, 37]
	(200–2500)				1.6×10^{21}	-1.8	0.	
	(600–5000)	$1 \times 10^{16} \times d_{331f}$	0.	33000				[32, 47]
	$\mathrm{NO} + \mathrm{O} + (\mathrm{NO}) \rightarrow (\mathrm{NO}) + \mathrm{NO}_2$							
	(200–5000)				$3.2\times10^{12}\times d_{331r}$	0.3	0.	[32, 48]
3.3.4	$NO_2 + NO_2 \rightarrow NO + O + NO_2$							
	(200–4000)	2.4×10^{21}	-2	36180	_	_	_	[20, 37]
	$NO + O + (NO_2) \rightarrow (NO_2) + NO_2$							
	(200–5000)				$3.2 \times 10^{12} \times d_{331r}$	0.3	0.	[32, 48]
3.3.5	$NO_2 + N_2O \rightarrow NO + O + N_2O$							
	(600–5000)	$1 \times 10^{16} \times d_{331f}$	0.	33000				[32, 47]
	$\mathrm{NO} + \mathrm{O} + (\mathrm{N_2O}) \rightarrow (\mathrm{N_2O}) + \mathrm{NO_2}$							
	(200-5000)				$3.2 \times 10^{12} \times d_{331r}$	0.3	0.	[32, 48]
3.4	$N + NO_2 \rightleftharpoons NO + NO$							
		3.6×10^{12}	0.	0.	1×10^{11}	0.	39200	[26, 35]
	(298)	1.4×10^{12}	0.	0.				[20, 32, 49,
	(298)				9×10^{9}	0.	39198	[32]
	(300–2500)				3.4×10^9	-0.5	39200	[20]
3.5	$NO_2 + NO_2 \implies NO + NO + O_2$	2×10^{12}	0.	13500	1.2×10^9	0.	-590	[26, 35]
	(300–3000)	2×10^{12}	0.	13500		_	_	[20, 32, 42]
	(273–5000)	2 10			1.3×10^{9}	0.	-530	[32, 42]
3.6	$O_3 + NO \rightleftharpoons NO_2 + O_2$	1.2×10^{12}	0.	1400	_	_	_	[26]
	(200-400)	2.6×10^{12}	0.	1560				[32, 42]
	(200-500)				1.7×10^{12}	0.	25400	[20, 32, 51]
	(250-350)	1.5×10^{11}	0.	765	1.7×10^{12}	0.	25400	[20]
3.7	$M + N_2 O \rightleftharpoons N_2 + O + M$	4×10^{20}	-1.5	75490	1.4×10^{13}	0.	10400	[26, 35]
3.7.1	$N_2 + N_2 O \rightleftharpoons N_2 + O + N_2$							
	$M_{C} = N_{2}, O_{2}, NO, N_{2}O$							
	(1500–2500)	2.2×10^{18}	-1	29000				[20, 37]
					1.4×10^{13}	0.	10400	[20]
	(500–5000)	$4 \times 10^{19} \times d_{371f}$	_ 1.25	32000				[32, 47, 52]
	$\mathrm{N_2} + \mathrm{O} + (\mathrm{M_C}) \rightarrow (\mathrm{M_C}) + \mathrm{N_2O}$							
	(400–5000)				$1.2 \times 10^{18} \times d_{371r}$	-1.25	13400	[32]

Таблица 3. Продолжение

No	Реакция	$k_{ m f}$			$k_{ m r}$			Course
٦ n d		A	n	Ea	A	N	Ea	Ссылка
3.8	$N_2O + O \rightleftharpoons NO + NO$	6.9 × 10 ¹³	0.	13400	1.3×10^{12}	0.	32100	[26, 35]
	(300-2500)	9.1×10^{13}	0.	14090				[20, 32]
	(1200–2500)				1.3×10^{12}	0.	32100	[20, 37]
	(300–5000)	1.1×10^{14}	0.	14494				[32]
	(300–10000)				3.1×10^{12}	0.	33664	
3.9	$N_2O + O \rightleftharpoons N_2 + O_2$	1.1×10^{14}	0.	14100	1.3×10^{12}	0.	32100	[26, 35]
	(1000–2500)	5×10^{12}	0.	14000				[20, 37]
	(300–10000)				1.5×10^{14}	0.	50390	[20, 32]
	(300–5000)	3.5×10^{13}	0.	11986				[32]
	(300–10000)				1.5×10^{14}	0.	50390	
3.10	$NO_2 + N \rightarrow N_2O + O$	5×10^{12}	0.	0.	_	_	—	[26, 35]
	(298)	1.8×10^{12}	0.	0.	_	_	_	[20, 32, 41, 45, 53]
3.11	$N_2O + NO \rightleftharpoons NO_2 + N_2$	1×10^{14}	0.	25000	7.6×10^{15}	0.	43697	[26, 35]
	(900–2500)	2.8×10^{14}	0.	25170	—	_	-	[20, 37]
	(300–5000)	$5.5 \times 10^{15} \times K_{311f}$	0.	26472	_	_	_	[32]
3.12	$N_2O + N \rightarrow NO + N_2$	1×10^{13}	0.	10000	_	_	_	[26, 35]
3.13	$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2$	7.2×10^{10}	0.	2450	_	—	_	[26, 35]
	(230–360)	7.2×10^{10}		2450	9.1 × 10 ¹¹	0.	15020	[20, 32, 37, 54]
3.14	$\mathrm{N_2} + \mathrm{O_3} \rightarrow \mathrm{N_2O} + \mathrm{O_2}$	6×10^{10}	0.	10000	—	_	_	[26, 35]
3.15	$\mathrm{NO}_3 + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{NO}_2 + \mathrm{O} + \mathrm{M}$	1.1×10^{16}	0.	32000	—	_	-	[26, 35]
3.15.1	$NO_3 + M_C \rightleftharpoons NO_2 + O + M_C$							
	$M_{C} = N_{2}, O_{2}$							
	(200–1500)	1.7×10^{24}	-2	25000				
	(200–400)				2.9×10^{21}	-2	0.	[20, 37]
	(200–2000)	$\begin{array}{c} 2\times10^{14}\times\\ d_{3151f}\end{array}$	0.	23234				[32]
	$NO_2 + O + (M_C) \rightarrow NO_3 + (M_C)$							
	(200–2500)				$\begin{array}{c} 1.32 \times 10^{12} \times \\ d_{3151r} \end{array}$	0.	0.	[32, 45, 55]
3.15.2	$NO_3 + NO \rightleftharpoons NO_2 + O + NO$							
	(200-1500)	1.7×10^{24}	-2	25000				[20, 37]
	(1000–4000)				7×10^{21}	-2	0.	
3.15.3	$NO_3 + M_C \rightleftharpoons NO_2 + O + M_C$							
	$M_C = N,O$							
	(200–1500)	1.7×10^{25}	-2	25000				[20, 37]

Таблица 3. Продолжение

No	Реакция	k _f			k _r			C
JNº		A	n	Ea	A	N	Ea	Ссылка
	(1000-4000)				3.8×10^{22}	-2	0.	
3.15.4	$NO_3 + M_C \rightarrow NO_2 + O + M_C$							
	$M_C = CO, CO_2$	14						
	(200–2000)	$2 \times 10^{14} \times d_{3154f}$	0.	23234				[32]
	$NO_2 + O + (M_C) \rightarrow NO_3 + (M_C)$							
	(200–2500)				$\begin{array}{c} 1.32\times10^{12}\times\\ d_{3154r}\end{array}$	0.	0.	[32, 45, 55]
3.16.1	$NO_3 + M_C \rightarrow O_2 + NO + M_C$ $M_C = N_2, O_2$							
	(3500-3700)	$\begin{array}{c} 4\times10^{14}\times\\ d_{3161f} \end{array}$	0.	23234	_	_	_	[32]
	(200–1500)	3.4×10^{24}	-2	25000	_	_	_	[20, 37]
	$O_2 + NO + (M_C) \rightarrow NO_3 + (M_C)$ (300-5000)				$2.3 \times 10^{13} \times d_{3161r}$	0.	23050	[32]
3.16.2	$NO_3 + M_C \rightarrow O_2 + NO + M_C$ $M_C = CO, CO_2$							[32]
	(3500–3700)	$\begin{array}{c} 4\times10^{14}\times\\ d_{3162f} \end{array}$	0.	23234				
	$O_2 + NO + (M_C) \rightarrow NO_3 + (M_C)$ (300-5000)				$2.3 \times 10^{13} \times d_{3162r}$	0.	23050	
3.16.3	$NO_3 + NO \rightarrow O_2 + NO + NO$ (200-1500)	3.4×10^{24}	-2	25000	_	_	_	[20, 37]
3.16.4	$NO_3 + M_C \rightarrow O_2 + NO + M_C$ $M_C = N_C O$							
	(200–1500)	4.1×10^{25}	-2	25000				[20, 37]
3.17	$N_2O_5 + M \rightleftharpoons NO_2 + NO_3 + M$							
		1.3×10^{19}	0.	9700	2.3×10^{12}	0.	0.	[26, 35]
		1×10^{24}	-4.4	11080				[20, 56]
	(200–400)				1×10^{28}	-4.1	0.	
3.17.1	$\mathrm{N_2O_5} + \mathrm{M_C} \rightarrow \mathrm{NO_2} + \mathrm{NO_3} + \mathrm{M_C}$							
	$M_{\rm C} = N_2, O_2, N_2O_5,$							[32]
	NO, CO ₂ (200–1000)	$1.6 \times 10^{17} \times d_{21716}$	-0.9	11080				
	$NO_2 + NO_3 + (M_C) \rightarrow N_2O_5 + (M_C)$	··· 31/1J						
	(200–1000)				$3.1 \times 10^{11} \times d_{3171r}$	0.2	0.	
3.18	$NO_2 + NO_3 \rightarrow NO + NO_2 + O_2$							
	(300-850)	1.4×10^{11}	0.	1600	_	—	—	[32, 42]
Таблица 3. Окончание

No	Decurrent	k	f		k _r			Course
JN⊵	Реакция	A	n	Ea	A	N	Ea	Ссылка
3.19	$NO_2 + N \rightarrow N_2 + O_2$							
	(298)	4.2×10^{11}	0.	0.	_	—	_	[32, 49, 50]
3.20	$O_3 + N \rightarrow NO + O_2$							
	(300)	$\leq 1.2 \times 10^8$	0.	0.	—	—	-	[32]
3.21	$O + NO_3 \rightarrow NO_2 + O_2$							
	(298)	6×10^{12}	0.	0.	—	—	_	[32, 45, 57]
3.22	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons NO + NO$							
	(300-10000)	$3.1 \times 10^{11} \times K_{eq}$	0.	33664	3.1×10^{11}	0.	33664	[32]
3.23	$NO_2 + NO_2 \rightarrow NO + NO_3$							
	(500–2300)	$2.4 \times 10^{15} \times d_{323f}$	0.	19628	_	_	_	[32]
3.24	$NO_3 + NO_3 \rightarrow NO_2 + NO_2 + O_2$							
	(293–309)	3×10^{12}	0.	3000	_	—	-	[32, 51]
	(600–1100)	2.6×10^{12}	0.	3850	—	—	-	[20]
3.25	$O + N_3 \rightarrow NO + N_2$							
	(433–633)	6×10^{12}	0.	0.	—	—	-	[32, 58]
3.26	$O + NO \rightarrow NO_2 + hv$							
	(298)	2.5×10^{6}	0.	0.	—	—	-	[20, 59]
3.27.1	$N_2O_4 + M_C \rightarrow NO_2 + NO_2 + M_C$ $M_C = N_2, O_2, NO_2, CO_2$							
	(200–1000)	$\begin{array}{c} 3\times10^{17}\times\\ d_{3271f} \end{array}$	-0.8	6392				[32]
	$2\times\mathrm{NO}_2+(\mathrm{M_C})\to\mathrm{N_2O_4}+(\mathrm{M_C})$							
	(200–1000)				$3.1 \times 10^7 \times d_{3271r}$	1.7	0.	
3.28	$3 \times NO \rightarrow N_2O + NO_2$							
	(753–813)	1.3×10^{10}	0.	13588	_	—	-	[32, 60]
3.29	$NO+NO_2 + O_2 \rightarrow NO_3 + NO_2$							
	(300–500)	2.9×10^{7}	0.	-400	—	—	-	[32, 42]
3.30	$NO+NO_3 \rightarrow NO_2 + NO_2$							
	(300–5000)	10 ¹³	0.	0.	—	—	-	[32]
3.31	$NO + O \rightleftharpoons N + O_2$	0						
	(1000-3000)	1.5×10^{9}	0.	19500	-	_	-	[32, 42]
	(200-300)				2.7×10^{12}	0.	3220	[20, 42]
2 2 2	(300-3000)				6.4×10^{9}	0.	3150	[20, 42]
3.32	$N + NO_2 \rightarrow N_2 + O + O$	E E to ¹¹	0	0				[22 40 50]
	(298)	5.5×10^{11}	0.	0.	_	_	-	[32, 49, 50]

Таблица 4

	D		k _f			k _r		G
JN⊵	Реакция	A	п	E_a	A	п	E_a	Ссылка
4.0	$CO + O_2 \rightleftharpoons CO_2 + O$	3.2×10^{11}		18950	2.75×10^{12}	0.	22090	[26, 61]
	(1200–2150)	_	-0.	_	1.7×10^{13}	0.	26520	[28, 62]
4.1	$CO_2 + M \rightleftharpoons CO + O + M$	5.5×10^{21}	-1	66427	5.9×10^{15}	0.	2066	[26, 61]
	(1200–2150)	_	_	_	6.2×10^{14}	0.	1510	[28, 62]
4.2	$CN + N \rightleftharpoons C + N_2$	1×10^{15}	-0.5	0.	6.3×10^{13}	0.	23194	[26]
4.3	$CN + CN \rightleftharpoons C_2 + N_2$	6.3 × 10 ¹¹	0.	0.	1.3×10^{12}	0.	3397	[26]
4.4	$H_2 + M \rightleftharpoons H + H + M$	2.2×10^{14}	0.	48300	9×10^{17}	-1	0.	[26, 35]
4.5	$N_2H_3 + M \rightarrow \\ NH_2 + NH + M$	1×10^{16}	0.	21000	-	_	_	[26, 35]
4.6	$N_2H_2 + M \rightarrow N_2H + H + M$	1×10^{16}	0.	21000	_	_	_	[26, 35]
4.7	$N_2H + M \rightleftharpoons N_2 + H + M$	2×10^{14}	0.	10000	6.6×10^{11}	1	6189	[26, 35]
4.8	$NH_3 + M \rightleftharpoons NH_2 + H + M$	2.5×10^{16}	0.	47200	7.9×10^{15}	0.	-7056	[26, 35]
4.9	$NH_3 + M \rightarrow NH + H_2 + M$	6.3×10^{14}	0.	47000	-	_	_	[26, 35]
4.10	$NH + M \rightleftharpoons N + H + M$	3.2×10^{21}	-2	42000	2×10^{17}	-0.5	0.	[26, 35]
4.11	$\mathrm{N_2H_4} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{N_2H_3} + \mathrm{H_2}$	1.3×10^{13}	0.	1260	_	_	_	[26, 35]
4.12	$\mathrm{N_2H_3} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{N_2H_2} + \mathrm{H_2}$	1×10^{12}	0.	1000	_	_	_	[26, 35]
4.13	$N_2H_3 + H \rightarrow NH_2 + NH_2$	1.6×10^{12}	0.	0.	_	_	_	[26, 35]
4.14	$N_2H_3 + H \rightarrow NH + NH_3$	1×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[26, 35]
4.15	$N_2H_2 + H \rightleftharpoons N_2H + H_2$	1×10^{13}	0.	500	6.5×10^{9}	0.5	23184	[26, 35]
4.16	$N_2H + H \rightleftarrows N_2 + H_2$	4×10^{13}	0.	1500	4.3×10^{9}	0.	56952	[26, 35]
4.17	$NH + H \rightleftharpoons N + H_2$	5×10^{13}	0.	1000	2.3×10^{14}	0.	15775	[26, 35]
4.18	$\mathrm{N_2H_4} + \mathrm{NH} \rightarrow \mathrm{NH_2} + \mathrm{N_2H_3}$	1×10^{12}	0.5	1000	_	_	_	[26, 35]
4.19	$\rm NH + \rm NH \rightleftharpoons \rm NH_2 + \rm N$	2×10^{11}	0.5	1000	1.4×10^{12}	0.5	11894	[26, 35]
4.20	$N_2H + NH_2 \rightleftharpoons N_2 + NH_3$	1×10^{13}	0.	0.	1×10^{15}	0.	57960	[26, 35]
4.21	$\mathrm{NH}_3 + \mathrm{NH}_2 \rightarrow \mathrm{N}_2 + \mathrm{N}_2\mathrm{H}_3$	7.9×10^{11}	0.5	10850	_	_	_	[26, 35]
4.22	$\begin{array}{c} N_2H_3+N_2H_2 \rightarrow \\ N_2H_4+N_2H \end{array}$	1×10^{13}	0.	5000	_	_	_	[26, 35]
4.23	$N_2H + N_2H \rightleftharpoons N_2H_2 + N_2$	1×10^{13}	0.	5000	5×10^{13}	0.	33264	[26, 35]
4.24	$NH + N \rightleftharpoons H + N_2$	6.3×10^{11}	0.5	0.	1.6×10^{13}	0.5	75902	[26, 35]

Таблица 5

No	Dooyuug	k _f k _r				Социтко		
JNō	Реакция	A	п	$E_{\rm a}$	A	п	Ea	Ссылка
5.0	$OH + M \rightleftharpoons H + O + M$	8.5×10^{18}	-1	50830	7.1×10^{18}	-1	0.0	[26, 30, 62]
5.1	$O_2 + H \rightleftharpoons OH + O$							
		2.2×10^{14}	0.	8455	1.3×10^{13}	0.	350	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	3.6×10^{16}	-0.7	8605	_	_	—	[28, 63]
5.2	$H_2 + O \rightleftharpoons OH + H$							
		1.8×10^{10}	1	4480	8.3×10^{9}	1	3500	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	5.1×10^{4}	2.67	3170	_	_	—	[28, 64]
5.3	$H_2O + H \rightleftharpoons OH + H_2$							
		8.4×10^{13}	0.	10116	2×10^{13}	0.	2600	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	4.6×10^{8}	1.6	9712	_	_	—	[28, 64]
5.4	$H_2O + O \rightleftharpoons OH + OH$							
		5.8×10^{13}	0.	9095	5.3×10^{12}	0.	503	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	4.6×10^{9}	1.3	8605	_	—	—	[28, 62]
5.5	$H_2 + O_2 \rightleftharpoons OH + OH$							
		1.7×10^{15}	0.	24200	1.7×10^{13}	0.	24100	[26, 30, 62]
5.6	$HO_2 + M \rightleftharpoons H + O_2 + M$							
		2.1×10^{15}	0.	23000	1.5×10^{15}	0.	-500	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	—	_	—	6.2×10^{17}	-0.8	0.	[28, 64]
5.7	$H_2 + O_2 \rightleftharpoons H + HO_2$							
		1.9×10^{13}	0.	24100	1.3×10^{13}	0.	0.	[26, 30, 62]
		_	—	—	1×10^{13}	0.	0.	[27]
		—	_	—	6.6×10^{14}	0.0	1057	[28, 62]
5.8	$H_2O + O \rightleftharpoons H + HO_2$							
		4.8×10^{11}	0.37	28743	1×10^{13}	0.	540	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	_	—	—	3×10^{13}	0.	855.5	[28, 64]
5.9	$H_2O + O_2 \rightleftharpoons OH + HO_2$							
		1.5×10^{15}	0.5	36600	3×10^{14}	0.	0.	[26, 30, 62]
		—	—	—	1×10^{13}	0.	0.	[27]
	(1200–2150)	—	-	—	1.4×10^{16}	-1	0.	[28, 62]
5.10	$H_2O + OH \rightleftharpoons H_2 + HO_2$	7.2×10^9	0.43	36100	6.5×10^{11}	0.	9400	[26, 30, 62]
5.11	$OH + OH \rightleftharpoons H + HO_2$		0.					
		1.2×10^{13}	0.	20200	2.5×10^{14}	0.	950	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	_	—	—	1.7×10^{14}	0.	453	[28, 62]
5.12	$OH + O_2 \rightleftharpoons O + HO_2$	1.3×10^{13}	0.	28200	5.0×10^{13}	0.	-500	[26, 30, 62]

No	Реакция		k_{f}			k _r		Ссылка
5.12	i cukijini	A	n	Ea	A	п	E_{a}	Commu
	(1200–2150)	_	_	_	1.7×10^{13}	0.	-201	[28, 62]
5.13	$H_2O_2 + M \rightleftharpoons OH + OH + M$	1.2×10^{17}	0.	22900	9.1×10^{14}	0.	-2650	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	1.8×10^{16}	0.	21590	-	_	_	[28, 64]
5.14	$H_2O_2 + H \rightleftharpoons H_2 + HO_2$	1.7×10^{12}		1900	6×10^{11}	0.	9300	[26, 30, 62]
	(1200–2150)		0.	1912	-	_	—	[28, 64]
5.15	$H_2O_2 + H \rightleftharpoons H_2O + OH$	5×10^{14}	0.	5000	2.4×10^{14}	0.	40500	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	2.4×10^{13}	0.	2013	-	—	—	[28, 62]
5.16	$\mathrm{HO}_2 + \mathrm{HO}_2 \rightleftharpoons \mathrm{H}_2\mathrm{O}_2 + \mathrm{O}_2$	1.8×10^{13}	0.	500	3×10^{13}	0.	21600	[26, 30, 62]
		1×10^{13}	0.	0.	-	_	_	[27]
	(1200–2150)	—	_	—	5.4×10^{13}	0.	19980	[28, 62]
5.17	$HO_2 + H_2O \rightleftharpoons H_2O_2 + OH$	1.8×10^{13}	0.	15100	1×10^{13}	0.	910	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	_	_	_	1.7×10^{12}	0.	151	[28, 62]
5.18	$OH + HO_2 \rightleftharpoons O + H_2O_2$	5.2×10^{10}	0.5	10600	2×10^{13}	0.	2950	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	_	_	_	9.7×10^{6}	2	2013	[28, 62]
5.19	$H_2O + O_2 \rightleftharpoons H_2O_2 + O$	3.4×10^{15}	0.5	44800	8.4×10^{11}	0.	2130	[26, 30, 62]
5.20	$H_2O + M \rightleftharpoons OH + H + M$	1×10^{24}	-2.2	59000	2.2×10^{22}	-2	0.	[26, 30, 62]
	(1200–2150)	3.5×10^{15}	0.	52940	-	—	-	[28, 64]

Таблица 5. Окончание

2.2.1–2.2.5, 2.3 (табл. 2), соответственно, определяются выражениями

$$d_{204f} = \exp(170/T), \quad d_{204r} = \exp(1060/T), d_{221f} = 1 - \exp(-2240/T).$$

Для определения значения поправочного коэффициента d_{301f} (для реакций 3.0.1 и 3.0.2, табл. 3) используется соотношение

$$d_{301f} = 1 - \exp(-2700/T).$$

Коэффициенты $d_{331f,r}$ для реакций диссоциации и рекомбинации (3.3.1–3.3.5, табл. 3) рассчитываются из выражений

$$d_{331f} = \left[1 + 706 \times \exp\left\{-\frac{2164}{T}\right\} \times \frac{X_{\text{NO}_2}}{\sum_m X_m \times R_m}\right]^{-1},$$

$$d_{331r} = \left[\frac{K_{\infty}}{K_{Ar}^{0} \times (N_{(N_{2},O_{2},NO,NO_{2},N_{2}O)}/N_{A}) \times \sum_{m} X_{m} \times R_{m}}}\right]^{-1} \times F^{Y},$$

$$Y = \left\{1 + \lg^{2}\left[\frac{K_{Ar}^{0} \times (N_{(N_{2},O_{2},NO,NO_{2},N_{2}O)}/N_{A}) \times \sum_{m} R_{m} \times X_{m}}{K_{\infty}}\right]\right\}^{-1},$$

$$K_{Ar}^{0} = 2.3 \times 10^{-16} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-1.8}, \quad K_{\infty} = 1.8 \times 10^{13} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{0.3}.$$

Таблица 6

No	Резиция		k_{f}		k _r		k _r			Ссилка
1 45	ГСАКЦИЯ	A	n	E_{a}	A	n	Ea	ССЫЛКА		
6.0	$CH_4 + H \rightleftharpoons CH_3 + H_2$	7.6×10^{14}	0.	7993	2×10^{13}	0.	7212	[26, 61]		
		1.3×10^{13}	0.	5640	—	—	—	[27]		
	(1200–2150)	1.3×10^{4}	3	4026	—	—	_	[28, 64]		
6.1	$CH_4 + M \rightleftharpoons CH_3 + H + M$	1.41×10^{17}	0.	44554	2.8×10^{11}	1	-9828	[26, 61]		
6.2	$\mathrm{CH}_3 + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{CH}_2 + \mathrm{H} + \mathrm{M}$	2.5×10^{16}	0.	46368				[26, 61]		
	(1200–2150)	1.9×10^{16}	0.	45990	_	_	_	[28, 65]		
6.3	$CH_3 + M \rightarrow CH + H_2 + M$	1×10^{16}	0.	43848	—	—	—	[26, 61]		
	(1200–2150)	1×10^{16}	0.	42920	—	—	_	[28, 66]		
6.4	$\mathrm{CH}_2 + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{C} + \mathrm{H}_2 + \mathrm{M}$	3.16×10^{14}	0.	34776	—	—	_	[26, 61]		
6.5	$C_2H_6 \rightleftharpoons CH_3 + CH_3$	2.24×10^{19}	-1	44500	8.9×10^{19}	0.	0.	[26, 61]		
		_	-	_	$1. \times 10^{14}$	0.	0.	[27]		
6.6	$C_2H_6 + CH_3 \rightleftharpoons C_2H_5 + CH_4$	5.5×10^{-1}	4	4169	8.4×10^{-2}	4.14	6322	[26, 62]		
	(1200–2150)	1.6×10^{-7}	6	3070	_	_	_	[28, 64]		
6.7	$C_2H_5 + H_2 \rightleftharpoons C_2H_6 + H$	3.2	3.6	4253	5.5×10^{2}	3.5	2600	[26, 62]		
	(1200–2150)	_	_	_	1.45×10^{9}	1.5	3724	[28, 64]		
6.8	$C_2H_5 + M \rightleftharpoons C_2H_4 + H + M$	2×10^{15}	0.	15120	4.2×10^{10}	0.	5544	[26, 61]		
6.9	$\mathrm{C_2H_4} + \mathrm{H_2} \rightleftarrows \mathrm{C_2H_5} + \mathrm{H}$	1×10^{13}	0.	34300	1.8×10^{12}	0.	0.	[26, 62]		
6.10	$C_2H_4 + M \rightleftarrows C_2H_2 + H_2 + M$	2.6×10^{17}	0.	39957	4.2×10^{10}	1	18406	[26, 61]		
	(1200–2150)	3.5×10^{16}	0.	35980	—	—	—	[28, 67]		
6.11	$C_2H_4 + H \rightleftharpoons C_2H_3 + H_2$	1.3×10^{6}	2.53	6160	3×10^4	2.6	4298	[26, 62]		
	(1200–2150)	5.4×10^{14}	0.	7498	—	—	_	[28, 64]		
6.12	$C_2H_4 + CH_3 \rightleftharpoons C_2H_3 + CH_4$	6.6	3.7	4780	1.45	4	2754	[26, 62]		
	(1200–2150)	1.3×10^{13}	0.	5586	_	_	_	[28, 64]		
6.13	$C_2H_3 + H \rightleftharpoons C_2H_2 + H_2$	9.6×10^{13}	0.	0.	2.4×10^{12}	0.	32700	[26, 62]		
	(1200–2150)	1.2×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[28, 64]		
6.14	$\mathrm{C_2H_3} + \mathrm{CH_3} \rightarrow \mathrm{C_2H_2} + \mathrm{CH_4}$	3.9×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]		
	(1200–2150)	2×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[28, 68]		
6.15	$\mathrm{C_2H_2} + \mathrm{M} \rightleftarrows \mathrm{C_2H} + \mathrm{H} + \mathrm{M}$	3×10^{16}	0.	54432	1.8×10^{11}	1	-9778	[26, 61]		
6.16	$C_2H_2 + CH_3 \rightleftharpoons CH_4 + C_2H$	1.8×10^{11}	0.	8700	1.8×10^{12}	0.	250	[26, 62]		
6.17	$C_2H_2 + C_2H_2 \rightleftharpoons C_2H_3 + C_2H$	9.6×10^{12}	0.	42500	9.6×10^{11}	0.	0.	[26, 62]		
6.18	$\mathrm{CH}_3 + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{CH}_2 + \mathrm{H}_2$	6×10^{13}	0.	7599				[28, 64]		
	(1200–2150)									
6.19	$CH_3 + CH_2 \rightarrow C_2H_4 + H$	4.2×10^{13}	0.	0.				[28, 64]		
6.20	$(1200-2150)$ $C_{2}H_{4} + M \rightleftharpoons C_{2}H_{3} + H + M$	3.8×10^{17}	0.	49473				[26, 61]		
	2 7 7 2 3									

No	Роскина		$k_{\rm f}$			k _r		Социка
JNg	ГСАКЦИЯ	A	п	E_{a}	A	n	Ea	Ссылка
	(1200–2150)	2.6×10^{17}	0.	48610	_	—	_	[28, 67]
6.21	$C_2H_3 + M \rightleftharpoons C_2H_2 + H + M$	7.9×10^{14}	0.	15876	1.2×10^{11}	1	5242	[26, 61]
	(1200–2150)	4.2×10^{41}	-7.5	22900	_	_	_	[28, 64]
6.22	$CH_2 + H \rightarrow CH + H_2$	1.4×10^{14}	0.	0.	_	_	_	[28, 66]
	(1200–2150)							
6.23	$\mathrm{CH}_4 + \mathrm{CH} \rightarrow \mathrm{C}_2\mathrm{H}_4 + \mathrm{H}$							
	(1200–2150)	6×10^{13}	0.	0.	—	—	—	[28, 69]
6.24	$CH_4 + CH_2 \rightarrow CH_3 + CH_3$							
	(1200–2150)	1.8×10^{14}	0.	7246	_	_	_	[28, 70]
6.25	$CH_3 + CH_3 \rightarrow C_2H_5 + H$	3.2×10^{13}	0.	6793	_	_	_	[28, 64]
	(1200–2150)							
6.26	$\mathrm{C_2H_5} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{C_2H_4} + \mathrm{H_2}$	1.8×10^{12}	0.	0.	—	—	—	[28, 62]
	(1200–2150)							

Таблица 6. Окончание

Таблица 7

No	Резулия		k _f		k	ŕr	
JN≌	і сакция	A	п	E_{a}	A	п	E_{a}
7.0	$HCN + M \rightarrow CN + N + M$	5.7×10^{16}	0.	59018	—	—	_
7.1	$\mathrm{HCN} + \mathrm{CH} \rightleftharpoons \mathrm{C_2N} + \mathrm{H_2}$	1×10^{13}	0.	0.	3.3×10^{13}	0.	19832
7.2	$CN + H_2 \rightleftharpoons HCN + H$	2.5×10^{2}	3.62	963	7.8×10^{2}	3.62	10282
7.3	$CN + HCN \rightleftharpoons C_2N_2 + H$	2×10^{13}	0.	0.	4.8×10^{14}	0.	3457
7.4	$CN + CH \rightleftharpoons C_2N + H$	1×10^{13}	0.	0.	1×10^{14}	0.	28980
7.5	$N_2 + CH_2 \rightleftharpoons HCN + NH$	1×10^{13}	0.	37649	7.2×10^{12}	0.	22116
7.6	$CH_3+N \rightarrow HCN + H + H$	7×10^{13}	0.	0.	_	_	_
7.7	$CH_2+N \rightarrow HCN + H$	5×10^{12}	0.	0.	_	_	_
7.8	$N + C_2H_3 \rightleftharpoons HCN + CH_2$	2×10^{13}	0.	0.	4×10^{12}	0.	25427
7.9	$CN + O_2 \rightleftharpoons NCO + O$	5.6×10^{12}	0.	0.	1.35×10^{13}	0.	2722
7.10	$CN + O \rightleftharpoons CO + N$	2×10^{13}	0.	242	1×10^{14}	0.	39110
7.11	$CN + NO_2 \rightleftharpoons NCO + NO$	3×10^{13}	0.	0.	7.1×10^{14}	0.	25770
7.12	$CN + N_2O \rightleftharpoons NCO + N_2$	1×10^{13}	0.	0.	1.3×10^{13}	0.	44042
7.13	$NCO + M \rightarrow CO + N + M$	6.3×10^{16}	-0.5	24081	_	_	_
7.14	$NCO + N \rightarrow CO + N_2$	2×10^{13}	0.	0.	—	_	_
7.15	$C + NO \rightleftharpoons CN + O$	6.6×10^{13}	0.	0.	1.3×10^{14}	0.	14818
7.16	$C_2N_2 + 0 \rightleftharpoons NCO + CN$	4.6×10^{12}	0.	4476	5.1×10^{11}	0.	1200

Примечание. Данные таблицы взяты из работ [26, 61].

Таблица 8

No	Росулия		k_{f}			k _r	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			
JN⊵	Гсакция	A	п	$E_{\rm a}$	A	п	Ea			
8.0	$OH + NO_2 \rightleftharpoons HO_2 + NO$	$1. \times 10^{11}$	0.5	6000	3×10^{12}	0.5	1200			
8.1	$NO + OH \rightleftharpoons H + NO_2$	2×10^{13}	0.5	15500	35	0.	740			
8.2	$HNO_2 + M \rightleftharpoons OH + NO + M$	5×10^{17}	-1	25000	8×10^{15}	0.	-1000			
8.3	$H_2 + NO_2 \rightleftharpoons H + HNO_2$	2.4×10^{13}	0.	14500	5×10^{11}	0.5	1500			
8.4	$O + HNO_2 \rightarrow OH + NO_2$	6×10^{11}	0.	2000	—	-	—			
8.5	$OH + HNO_2 \rightleftharpoons H_2O + NO_2$	1.5×10^{12}	0.	-28	8.3×10^{12}	0.	21136			
8.6	$O + HNO_2 \rightarrow O_2 + HNO$	3×10^{12}	0.	8000	—	-	—			
8.7	$O + HNO \rightleftharpoons OH + NO$	5×10^{11}	0.5	1000	1.2×10^{11}	0.5	27468			
8.8	$OH + HNO \rightleftharpoons H_2O + NO$	1.3×10^{12}	0.5	1000	2.6×10^{12}	0.5	36338			
8.9	$HO_2 + NO \rightarrow O_2 + HNO$	2×10^{11}	0.	1000	—	-	—			
8.10	$HO_2 + HNO \rightleftharpoons H_2O_2 + NO$	3.2×10^{11}	0.5	1000	3.8×10^{10}	0.5	18468			
8.11	$H + HNO \rightleftharpoons H_2 + NO$	1.3×10^{13}	0.	2000	5.5×10^{12}	0.	29686			
8.12	$M + HNO \rightleftharpoons H + NO + M$	5×10^{16}	0.	24949	5.4×10^{15}	0.	-300			
8.13	$O + HNO_3 \rightarrow O_2 + HNO_2$	6×10^{12}	0.	8000	_	_	_			
8.14	$M + HNO_3 \rightleftharpoons OH + NO_2 + M$	1.6×10^{15}	0.	15400	2.4×10^{16}	0.	-1016			
8.15	$OH + HNO_4 \rightarrow H_2O + NO_2 + O_2$	7.8×10^{11}	0.	-380	_	_	_			
8.16	$OH + N_2O \rightleftharpoons N_2 + HO_2$	6.3×10^{11}	0.	5000	7.2×10^{11}	0.	20160			
8.17	$M + HNO_3 \rightarrow H + NO_3 + M$	1.6×10^{15}	0.	15400	_	_	_			
8.18	$\mathrm{N_2H_4} + \mathrm{O} \rightarrow \mathrm{N_2H_2} + \mathrm{H_2O}$	6.3×10^{13}	0.	600	_	_	_			
8.19	$N_2H_4 + O \rightarrow N_2H_3 + OH$	2.5×10^{12}	0.	600	_	_	_			
8.20	$N_2H_3 + O \rightarrow N_2H_2 + OH$	3.2×10^{11}	0.5	0.	_	_	_			
8.21	$N_2H_3 + O \rightarrow N_2H + H_2O$	3.2×10^{11}	0.5	0.	—	-	—			
8.22	$N_2H_2 + O \rightleftharpoons N_2H + OH$	1×10^{11}	0.5	0.	5.6×10^{9}	0.5	22680			
8.23	$N_2H + O \rightarrow N_2 + OH$	1×10^{13}	0.	2500	—	-	—			
8.24	$N_2H + O \rightleftharpoons N_2O + H$	1×10^{13}	0.	1500	4.3×10^{16}	0.	23376			
8.25	$NH_3 + O \rightleftharpoons NH_2 + OH$	2×10^{13}	0.	4470	8.7×10^{11}	0.	1361			
8.26	$NH_2 + O \rightleftharpoons NH + OH$	1.3×10^{16}	-0.5	0.	3×10^{13}	-0.5	7358			
8.27	$NH_2 + O \rightleftharpoons HNO + H$	6.3×10^{14}	-0.5	0.	3.7×10^{15}	-0.5	14162			
8.28	$\rm NH + O \rightleftharpoons \rm N + OH$	6.3×10^{11}	0.5	4000	1.3×10^{12}	0.5	17842			
8.29	$\rm NH + O \rightleftharpoons \rm NO + H$	6.3×10^{11}	0.5	0.	3.6×10^{12}	0.5	38012			
8.30	$\mathrm{N_2H_4} + \mathrm{OH} \rightarrow \mathrm{N_2H_3} + \mathrm{H_2O}$	4×10^{13}	0.	0.	_	-	_			
8.31	$N_2H_3 + OH \rightarrow N_2H_2 + H_2O$	1×10^{13}	0.	1000	_	-	_			
8.32	$N_2H_2 + OH \rightleftharpoons N_2H + H_2O$	1×10^{13}	0.	1000	3.1×10^{12}	0.	30240			

Таблица 8. Окончание

No	Резиция		k_{f}			k _r	
1.45	ГСакция	A	n	Ea	A	п	Ea
8.33	$N_2H + OH \rightleftharpoons N_2 + H_2O$	3.2×10^{13}	0.	0.	4.6×10^{13}	0.	64512
8.34	$\rm NH + OH \rightleftarrows \rm N + \rm H_2O$	5×10^{11}	0.5	1000	1×10^{14}	0.5	23370
8.35	$HNO + H \rightleftharpoons NH + OH$	2×10^{13}	0.5	12724	1×10^{12}	0.5	1008
8.36	$\mathrm{N_2H_3} + \mathrm{HO_2} \rightarrow \mathrm{N_2H_2} + \mathrm{H_2O_2}$	1×10^{13}	0.	1000	_	_	_
8.37	$N_2H + HO_2 \rightleftharpoons N_2 + H_2O_2$	1×10^{13}	0.	1000	2×10^{14}	0.	46872
8.38	$\mathrm{NH}_3 + \mathrm{HO}_2 \rightleftharpoons \mathrm{NH}_2 + \mathrm{H}_2\mathrm{O}_2$	2.5×10^{12}	0.	12000	5×10^{11}	0.	-101
8.39	$\mathrm{N_2H_2} + \mathrm{HO_2} \rightarrow \mathrm{N_2H_3} + \mathrm{O_2}$	1×10^{13}	0.	1000	—	_	_
8.40	$NH_2 + HO_2 \rightleftharpoons NH + H_2O_2$	1×10^{13}	0.	1000	1.2×10^{13}	0.	-333
8.41	$\rm NH + HO_2 \rightleftharpoons \rm NHO + OH$	1×10^{13}	0.	1000	2×10^{13}	0.	29968
8.42	$N + HO_2 \rightleftharpoons NH + O_2$	1×10^{13}	0.	1000	4.3×10^{13}	0.	11491
8.43	$HNO + N \rightleftharpoons NO + NH$	1×10^{13}	0.	1000	1.2×10^{12}	0.	18497
8.44	$NO + NH \rightleftharpoons N_2O + H$	1×10^{12}	0.	252	2.7×10^{14}	0.	15019
8.45	$NO + NH_2 \rightleftharpoons N_2 + H_2O$	6.3×10^{19}	-2.5	958	1.9×10^{21}	-2.5	64109
8.46	$NH_2 + NO \rightarrow N_2 + H + OH$	6.3×10^{19}	-2.5	950	—	_	—
8.47	$NO + NH_2 \rightleftharpoons N_2O + H_2$	5.1×10^{13}	0.	12449	4.2×10^{15}	0.	34524
8.48	$NH_2 + NO_2 \rightarrow N_2O + H_2O$	2×10^{20}	-3	0.	_	_	_
8.49	$\rm NH + N_2O \rightarrow N_2 + HNO$	2×10^{12}	0.	3000	_	_	_
8.50	$O_2 + NH_2 \rightleftharpoons HNO + OH$	2×10^{12}	0.	7560	1×10^{12}	0.	13356
8.51	$O_2 + NH_2 \rightleftharpoons NH + HO_2$	1×10^{14}	0.	25200	3.3×10^{13}	0.	2747

Примечание. Данные таблицы взяты из работ [26, 62].

Здесь K_{Ar}^0 есть константа скорости реакции рекомбинации (на атомах аргона) в области низких давлений (размерность см⁶ · c⁻¹ · моль⁻²). K_{∞} – константа скорости рекомбинации в области высоких давлений (размерность см³ · c⁻¹ · моль⁻¹). X_m являются мольными долями химических соединений смеси ($m = N_2, O_2, NO, N_2O, NO_2$). N_A обозначает число частиц в одном моле вещества. R_m есть относительная эффективность компонента m по отношению к компоненту $m = N_2$:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{N_2} &= 1.6; \quad \mathbf{R}_{O_2} = 1.3; \quad \mathbf{R}_{NO} = 2.8; \\ \mathbf{R}_{N_2O} &= 7; \quad \mathbf{R}_{NO_2} = 10. \end{aligned}$$

Значения коэффициентов $d_{371f,r}$ (для реакций 3.7.1, табл. 3) и d_{311f} (для реакции 3.11, табл. 3) рассчитываются по формулам

$$d_{371f} = d_{371r} = \left(\sum_{m} R_{m} \times X_{m}\right) \times \\ \times \left[(1 + 78.3 \times \exp(-2315/T)) \times X_{NO} / \sum_{m} R_{m} \times X_{m} \right]^{-1}, \\ d_{311f} = \left[1 + 78.3 \times \exp(-2300/T) \times \frac{X_{NO}}{\sum_{m} R_{m} \times X_{m}} \right]^{-1} \\ (m = N_{2}, N_{2}O, O_{2}, NO), \\ R_{N_{2}} = 1.74; \quad R_{N_{2}O} = 6.9, \quad R_{O_{2}} = 1.3, \\ R_{NO} = 3, \quad R_{CO_{2}} = 4.$$

Для реакции 3.11 индекс *m*, кроме перечисленных компонент смеси для реакций 3.7.1, включает, дополнительно, обозначение компоненты CO_2 (*m* = CO_2).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА

Таблица 9

No	Doorring		$k_{\rm f}$		k _r			Course
JNō	Реакция	A	п	Ea	A	п	Ea	Ссылка
9.0	$CH_4 + O \rightleftharpoons CH_3 + OH$	2.14×10^{6}	2.2	3266	3.55×10^{4}	2.2	1976	[26]
	(1200–2150)	6.6×10^{8}	1.6	4277	_	_	_	[28, 72]
9.1	$CH_2O + M \rightleftharpoons HCO + H + M$	3.31×10^{16}	0.	40824	1.41×10^{11}	1	-5947	[26, 61]
	(1200–2150)	5.5×10^{15}	0.	37740	_	_	_	[28, 72]
9.2	$CH_2O + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + HCO$	3.63×10^{15}	0.	23204	1×10^{14}	0.	1512	[26, 61]
		1×10^{14}	0.	16100	—	_	_	[27]
	(1200–2150)	2×10^{13}	0.	19630	—	_	_	[28, 62]
9.3	$CH_2O + O \rightleftharpoons OH + HCO$	5×10^{13}	0.	2318	1.74×10^{12}	0.	8654	[26, 61]
	(1200–2150)	4.2×10^{11}	0.6	1409	_	_	_	[28, 64]
9.4	$CH_2O + OH \rightleftharpoons H_2O + HCO$	3.47×10^{9}	1.2	-242	1.2×10^{9}	1.2	14802	[26, 61]
		1×10^{15}	0.	3170	—	_	_	[27]
	(1200–2150)	3.47×10^{9}	1.2	-201	_	_	_	[28, 64]
9.5	$HCO + M \rightleftharpoons H + CO + M$	3.47×10^{17}	-1	8568	5×10^{11}	1	781	[26, 61]
	(1200–2150)	1.9×10^{17}	-1	8555				[28, 73]
9.6	$HCO + H_2 \rightleftharpoons CH_2O + H$	2.63×10^{13}	0.	12686	5×10^{13}	0.	2016	[26, 61]
	2 . 2	_	_	_	3.2×10^{11}	0.	1010	[27]
	(1200–2150)	_	_	_	2.3×10^{10}	1.05	1661	[28, 64]
9.7	$HCO + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + CO$	3×10^{12}	0.	0.	8.9×10^{12}	0.	16274	[26, 61]
	2 、 2	1×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[27]
	(1200–2150)	3×10^{12}	0.	0.	_	_	_	[28, 64]
9.8	$HCO + H \rightleftharpoons H_2 + CO$	1.2×10^{14}	0.	0.	1.32×10^{15}	0.	45360	[26, 61]
	(1200–2150)	9.1×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[28, 64]
9.9	$HCO + O \rightleftharpoons OH + CO$	1×10^{14}	0.	0.	2.9×10^{14}	0.	44302	[26, 61]
	(1200–2150)	3.2×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[28, 64]
9.10	$HCO + OH \rightleftharpoons H_2O + CO$	3.2×10^{13}	0.	0.	8.9×10^{14}	0.	52970	[26, 61]
	(1200–2150)	1×10^{14}	0.	0.	_	_	_	[28, 64]
9.11	$CH_3 + O \rightleftharpoons CH_2O + H$	1.3×10^{14}	0.	1008	1.7×10^{15}	0.	36102	[26, 61]
	(1200–2150)	8.5×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[28, 74]
9.12	$CH_3 + OH \rightleftharpoons CH_2O + H_2$	7.9×10^{12}	0.	0.	1.2×10^{14}	0.	36147	[26, 61]
	(1200–2150)	3.2×10^{12}	-0.53	5435	_	_	_	[28, 75]
9.12.1	$CH_3 + OH \rightleftharpoons CH_2 + H_2O$							
	(1200–2150)	1.5×10^{13}	0.	2516	_	_	_	[28, 76]
9.12.2	$CH_3 + OH \rightleftharpoons CH_3O + H$							
	(1200–2150)	5.8×10^{12}	-0.23	6995	_	_	_	[28, 75]
9.12.3	$CH_3 + OH \rightleftharpoons CH_3OH + H$				_	_	_	
	(1200–2150)	2.7×10^{19}	-1.8	4076	_	_	_	
9.13	$CH_3 + HO_2 \rightarrow CH_3O + OH$	2×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]

Таблица 9. Продолжение

No	Decurring	k _f k _r		Course				
JNō	Реакция	A	п	Ea	Α	n	Ea	Ссылка
	(1200–2150)	1.8×10^{13}	0.	0.	_	—	—	[28, 64]
9.14	$CH_3 + HO_2 \rightleftharpoons CH_4 + O_2$	1×10^{12}	0.	202	7.6×10^{13}	0.	29529	[26, 61]
		1×10^{13}	0.	0.	1×10^{14}	0.	27700	[27]
	(1200–2150)	_	—	—	4×10^{13}	0.	28630	[28, 64]
9.15	$CH_3 + H_2O \rightleftharpoons CH_4 + OH$	4.8×10^{2}	2.9	7489	1.6×10^{5}	2.4	1063	[26, 61]
		—	—	—	1×10^{14}	0.	4330	[27]
	(1200–2150)	—	—	—	1.6×10^{7}	1.83	1409	[28, 64]
9.16	$CH_3 + CH_2O \rightleftharpoons CH_4 + HCO$	5.5×10^{3}	2.81	2950	7.3×10^{3}	2.8	11330	[26, 61]
	(1200–2150)	5.5×10^{3}	1.81	2969	—	_	_	[28, 62]
9.17	$CH_3 + HCO \rightleftharpoons CH_4 + CO$	1.2×10^{14}	0.	0.	5.13×10^{13}	0.5	45597	[26, 61]
	(1200–2150)	1.2×10^{14}	0.	0.	_	_	_	[28, 62]
9.18	$CH_3 + O_2 \rightarrow CH_3O + O$	1.99×10^{18}	-1.6	14710	_	_	_	[26, 62]
	(1200–2150)	2.3×10^{13}	0.	15400	_	_	_	[28, 74]
9.19	$CH_3O + M \rightarrow CH_2O + H + M$	3.9×10^{37}	-6.7	16740	_	_	_	[26, 62]
	(1200–2150)	5.4×10^{13}	0.	6793	_	_	_	[28, 67]
9.20	$CH_3O + O_2 \rightarrow CH_2O + HO_2$	6.6×10^{10}	0.	1310	_	_	_	[26, 62]
9.21	$CH_3O + H \rightarrow CH_2O + H_2$	2.0×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
9.22	$CH_3O + O \rightarrow CH_2O + OH$	6×10^{12}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
9.23	$CH_3O + OH \rightarrow CH_2O + H_2O$	1.8×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
9.24	$CH_3O + CH_3 \rightarrow CH_2O + CH_4$	2.4×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
9.25	$CH_3 + O_2 \rightarrow CH_2O + OH$	3×10^{10}	0.	5040	_	_	_	[26, 61]
	(1200–2150)	3.3×10^{11}	0.	4479	_	_	_	[28, 64]
9.25.1	$CH_3 + O_2 \rightarrow CH_3O_2$	1×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[27]
9.25.2	$CH_3O_2 \rightarrow CH_2O + OH$	1×10^{13}	0.	10100	_	_	_	[27]
9.26	$CH_2O + HO_2 \rightleftharpoons H_2O_2 + HCO$	2×10^{11}	0.	4032	2.2×10^{10}	0.	3321	[26, 61]
		1×10^{14}	0.	4280	_	_	_	[27]
	(1200–2150)	2×10^{12}	0.	5888	_	_	_	[28, 62]
9.27	$CH_3O + HO_2 \rightarrow CH_2O + H_2O_2$	3×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
9.28	$CH_3+H_2O_2 \rightleftharpoons CH_4 + HO_2$	3.7×10^{10}	0.	645	1×10^{13}	0.	10312	[26, 61]
		_	_	_	1×10^{14}	0.	9950	[27]
	(1200–2150)	_	_	_	9×10^{12}	0.	12380	[28, 64]
9.29	$\rm CO + OH \rightleftharpoons \rm CO_2 + H$	1.5×10^{7}	1.3	388	1.7×10^{9}	1.3	10876	[26, 61]
		1×10^{14}	0.	3520	_	_	_	[27]
	(1200–2150)	6×10^{6}	1.5	-252	_	_	_	[28, 64]
9.30	$\rm CO + HO_2 \rightleftharpoons \rm CO_2 + OH$	1.5×10^{14}	0.	11920	1.7×10^{15}	0.	43092	[26, 61]
	(1200–2150)	1.5×10^{14}	0.	11880	_	_	_	[28, 62]
9.31	$\mathrm{HCO} + \mathrm{O} \rightarrow \mathrm{CO}_2 + \mathrm{H}$	3×10^{13}	0.	0.	_	-	_	[26, 62]

Таблица 9. Продолжение

	-	k _a				k _r		
N⁰	Реакция		κ _f	1		κ _r		Ссылка
		A	п	E_{a}	Α	п	Ea	
	(1200–2150)	3×10^{13}	0.	0.	—		-	[28, 64]
9.32	$CH + O_2 \rightleftharpoons CO + OH$	1.35×10^{11}	0.7	12953	5.13×10^{11}	0.7	93542	[26, 61]
	(1200–2150)	5×10^{13}	0.	0.	—	—	-	[28]
9.33	$CH_2 + O_2 \rightleftharpoons HCO + O$	1×10^{13}	0.	0.	1.35×10^{13}	0.	36263	[26, 61]
9.34	$CH_2 + O \rightleftharpoons CH + OH$	1.9×10^{11}	0.7	12600	5.9×10^{10}	0.7	12817	[26, 61]
	(1200–2150)	3×10^{14}	0.	5988	—	—	-	[28, 67]
9.35	$CH_3OH + HO_2 \rightleftharpoons CH_2OH + H_2O_2$	6.3×10^{12}	0.	9757	1×10^{7}	1.7	5766	[26, 61]
9.36	$CH_3OH + M \rightleftharpoons CH_3 + OH + M$	3×10^{18}	0.	40320	1.45×10^{13}	1	-5494	[26, 61]
	(1200–2150)	6.4×10^{16}	0.	33060	—	—	—	[28, 67]
9.37	$CH_2OH + M \rightleftharpoons CH_2O + H + M$	2.1×10^{14}	0.	12298	4.9×10^{16}	-0.7	3820	[26, 61]
	(1200–2150)	4.3×10^{15}	0.	15100	—	—	—	[28, 77]
9.38	$CH_2OH + O_2 \rightleftharpoons CH_2O + HO_2$	1×10^{12}	0.	3326	8.7×10^{17}	-1.7	14273	[26, 61]
	(1200–2150)	1×10^{12}	0.	0.	—	_	—	[28, 78]
9.39	$CH_3O_2 + M \rightleftharpoons CH_3 + O_2 + M$	7.2×10^{48}	-10	16731	9×10^{58}	-15	8567	[26, 62]
9.40	$CH_3O_2 + O \rightarrow CH_3O + O_2$	3.6×10^{13}	0.	0.	—	—	—	[26, 62]
9.41	$CH_3O_2 + HO_2 \rightarrow CH_3OOH + O_2$	4.6×10^{10}	0.	-1300	—	—	—	[26, 71]
9.42	$CH_3O_2 + CH_3 \rightarrow CH_3O + CH_3O$	2.4×10^{13}	0.	0.	—	—	—	[26, 71]
9.43	$CH_3OOH + OH \rightleftharpoons CH_3O_2 + H_2O$	3.24×10^{13}	0.	504	3×10^{13}	0.	16531	[26, 71]
9.44	$C_2H_6 + O \rightleftharpoons C_2H_5 + OH$	1.12×10^{14}	0.	3956	2.1×10^{13}	0.	6411	[26, 61]
	(1200–2150)	1.2×10^{9}	1.5	2919	—	—	—	[28, 64]
9.45	$C_2H_5 + HO_2 \rightleftharpoons C_2H_6 + O_2$	3×10^{11}	0.	0.	4×10^{13}	0.	25600	[26, 62]
	(1200–2150)	_	—	—	6×10^{13}	0.	26120	[28, 64]
9.46	$C_2H_5 + H_2O \rightleftharpoons C_2H_6 + OH$	3.4×10^{6}	1.44	10150	8.8×10^{9}	1	913	[26, 62]
9.46.1	$C_2H_5 + H_2O \rightleftharpoons C_2H_6 + OH$							
9.47	$C_2H_5 + O_2 \rightleftharpoons C_2H_4 + HO_2$	8.4×10^{11}	0.	1950	—	—	-	[26, 62]
	(1200–2150)							[28, 62]
9.48	$C_2H_5 + O \rightarrow CH_3CHO + H$	8×10^{13}	0.	0.	—	—	—	[26, 62]
	(1200–2150)	7.8×10^{13}	0.	0.				[28, 62]
9.48.1	$C_2H_5 + O \rightarrow CH_2O + CH_3$							[26, 28, 62]
	(1200–2150)	1.6×10^{13}	0.	0.				02]
9.49	$C_{2}H_{2} + HO_{2} \rightarrow CH_{2} + CH_{2}O + OH_{2}O$	2.4×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[7, 26]
9.50	$C_2H_2 + HO_2 \rightarrow C_2H_2 + H_2O_2$	3×10^{11}	0.	0.	_	_	_	[26. 28.
	$C_{2115} + 110_{2} \rightarrow C_{2114} + 11_{2}O_{2}$	5 ~ 10	2.					62]
	(1200–2150)							
9.51	$\mathrm{C_2H_5} + \mathrm{OH} \rightarrow \mathrm{C_2H_4} + \mathrm{H_2O}$	2.4×10^{13}	0.	0.	_	-	—	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							1

Таблица 9. Продолжение

NG	Реакция	k _f			k _r			C
JN⊵		A	п	Ea	A	n	Ea	Ссылка
9.52	$C_2H_4 + O \rightleftharpoons CH_2O + CH_2$	2.5×10^{13}	0.	2520	3×10^{12}	0.	7903	[26, 61]
	(1200–2150)	1.8×10^{13}	0.	2013	—	-	_	[28, 79]
9.53	$C_2H_4 + O \rightarrow CH_3 + HCO$	1.3×10^{8}	-1.55	215	—	-	_	[26, 62]
	(1200–2150)	1.3×10^{8}	-1.55	304	—	-	—	[28, 79]
9.54	$C_2H_4 + OH \rightleftharpoons C_2H_3 + H_2O$	1.6×10^{4}	2.75	2100	4×10^{2}	2.9	7480	[26, 62]
	(1200–2150)	2×10^{13}	0.	2969	—	-	_	[28, 64]
9.55	$C_2H_4 + HO_2 \rightleftharpoons CH_3CHO + OH$	6×10^{9}	0.	4000	9.6×10^{13}	0.	0.	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.56	$\mathrm{C_2H_3} + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{C_2H_2} + \mathrm{HO_2}$	1.2×10^{11}	0.	0.	—	-	—	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.57	$C_2H_3 + O \rightarrow CH_2CO + H$	9.6×10^{13}	0.	0.	_	-	_	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.58	$\mathrm{C_2H_3} + \mathrm{OH} \rightarrow \mathrm{H_2O} + \mathrm{C_2H_2}$	3×10^{13}	0.	0.	_	_	—	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.59	$C_2H_2 + OH \rightleftharpoons CH_3 + CO$	1.2×10^{12}	0.	252	2.6×10^{12}	0.	29232	[26, 61]
	(1200–2150)	5×10^{-4}	4	-1006	—	-	_	[28, 80]
9.60	$C_2H_2 + O \rightleftharpoons CH_2 + CO$	6.8×10^{13}	0.	2016	1.3×10^{13}	0.	27554	[26, 61]
	(1200–2150)	1.6×10^{14}	0.	4982	—	-	_	[28, 81]
9.61	$C_2H_2 + O \rightarrow C_2HO + H$	9×10^{12}	0.	2285	—	-	_	[26, 62]
	(1200–2150)	4×10^{14}	0.	5384	—	-	_	[28, 81]
9.62	$C_2H_2 + OH \rightarrow C_2H + H_2O$ (1200–2150)	1.45×10^4	2.7	6060	_	-	_	[26, 62]
9.63	$C_{2}H + OH \rightleftharpoons C_{2}H_{2} + O$	1.8×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 62]
	(1200–2150)	_	_	_	4×10^{15}	-0.6	7548	[28, 82]
9.64	$CH_{3}CO + H_{2} \rightleftharpoons CH_{3}CHO + H$	4.1×10^{6}	1.82	8862	_	_	_	[26, 71]
	(1200–2150)	_	_	_	4.1×10^{9}	1.16	1208	[28, 64]
9.65	$\rm CH_3CO + OH \rightarrow \rm CH_2CO + \rm H_2O$	1.2×10^{13}	0.	0.	_	-	_	[26, 28,
	(1200–2150)							02]
9.66	$CH_2CO + H \rightleftharpoons CH_3 + CO$	1.1×10^{13}	0.	1714	2.4×10^{12}	0.	20261	[26, 61]
	(1200–2150)	1.8×10^{13}	0.	0.	—	-	_	[28, 83]
9.67	$CH_2CO + OH \rightleftharpoons CH_2O + HCO$	2.8×10^{13}	0.	0.	2.75×10^{13}	0.	9354	[26, 61]
9.68	$CH_2CO + H \rightleftharpoons C_2H_2 + OH$	3.2×10^{12}	0.	10518	3.2×10^{11}	0.	101	[26, 61]
	(1200–2150)	-	—	_	2.2×10^{-4}	4.5	-503	[28, 80]
9.69	$C_2HO + H \rightleftharpoons CH_2 + CO$	1×10^{14}	0.	0.	6.6×10^{13}	0.	19787	[26, 71]

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА

Таблица 9. Продолжение

	Реакция	$k_{ m f}$			k _r			
Nº		A	n	Ea	A	п	Ea	Ссылка
9.70	$CH_3CHO + M \rightleftharpoons CH_3 + HCO + M$	7.1×10^{15}	0.	41294	3.8×10^{9}	1	0.	[26, 71]
	(1200–2150)	7.2×10^{15}	0.	41110	_	_	_	[28, 62]
9.71	$CH_3CHO + OH \rightleftharpoons CH_3CO + H_2O$	1×10^{13}	0.	0.	1.9×10^{13}	0.	18456	[26, 71]
	(1200–2150)	3.4×10^{12}	0.	-302	_	_	_	[28, 64]
9.72	$\rm HCO + \rm HCO \rightarrow \rm CH_2O + \rm CO$	1.8×10^{13}	0.	0.	_	_	_	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.73	$CH_2O + M \rightarrow H_2 + CO + M$							
	(1200–2150)	2.5×10^{16}	0.	35980	—	—	_	[28, 72]
6.74	$C_2H_6 + OH \rightarrow C_2H_5 + H_2O$							
	(1200–2150)	7.2×10^{6}	2	453	—	_	—	[28, 80]
9.75	$C_2H_5 + H_2O_2 \rightleftharpoons C_2H_6 + HO_2$	8.7×10^{9}	0.	490	2.9×10^{11}	0.	7520	[26, 62]
	(1200–2150)	_	_	_	1.3×10^{13}	0.	10320	[28, 64]
9.76	$C_2H_4 + O \rightarrow C_2H_3 + OH$							
	(1200–2150)	4×10^{14}	0.	9511	—	—	—	[28, 84]
9.77	$C_2H_4 + O \rightarrow CH_3CO + H$							
	(1200–2150)	3.5×10^{13}	0.	1409	—	_	—	[28, 84]
9.78	$C_2H_3 + O_2 \rightarrow CH_2O + HCO$	5.4×10^{12}	0.	0.				[28, 64]
	(1200–2150)							
9.79	$CH_2 + O_2 \rightarrow OH + HCO$ (1200-2150)	1.7×10^{21}	-3.3	1459	_	_	_	[28, 74]
9.80	$\mathrm{CH}_2 + \mathrm{O}_2 \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H} + \mathrm{CO}_2$	3.3×10^{22}	-3.3	1459	_	_	_	[28, 85]
0.01	(1200–2150)	22	2.2	1107				[20, 05]
9.81	$CH_2 + O_2 \rightarrow H_2O + CO$ (1200-2150)	2.2×10^{22}	-3.3	1107				[28, 85]
9.82	$CH_2 + O \rightarrow H + H + CO$	6×10^{13}	0.	0.	—	_	—	[28, 64]
	(1200–2150)							
9.83	$CH_2 + OH \rightarrow H + CH_2O$	1.8×10^{13}	0.	0.	—	—	—	[28, 62]
	(1200–2150)							
9.84	$CH_3OH + OH \rightleftharpoons H_2O + CH_2OH$	3.2×10^4	2.65	-444	1.9×10^{7}	1.66	12756	[26, 61]
	(1200–2150)	1.4×10^{6}	2	-403	—	_	—	[28, 67]
9.85	$CH_{3}OH + OH \rightarrow H_{2}O + CH_{3}O$ $(1200-2150)$	3.6×10^{11}	0.7	2969	—	_	_	[28, 86]
9.86	$CH_{3}OH + O \rightleftharpoons OH + CH_{2}OH$	1.7×10^{12}	0.	1154	7.9×10^{5}	1.66	4208	[26, 61]
	(1200–2150)	3.5×10^{13}	0.	2768	_	_	_	[28, 64]
9.87	$CH_3OH + H \rightleftharpoons H_2 + CH_2OH$	3×10^{13}	0.	3528	3.2×10^{7}	1.66	7641	[26, 61]
	(1200–2150)	3.4×10^{13}	0.	1308	_	_	_	[28, 87]
9.88	$CH_3OH + H \rightleftharpoons H_2O + CH_3$	5.2×10^{12}	0.	2691	2×10^{12}	0.	18623	[26, 61]

Таблица 9. Окончание

No	Реакция	k _f			k _r			Course
, 1		Α	п	Ea	Α	n	Ea	
	(1200–2150)	2×10^{14}	0.	2667	—	—	—	[28, 77]
9.89	$CH_3CO + M \rightleftharpoons CO + CH_3 + M$	8.7×10^{42}	-8.62	11284	1.4×10^{38}	-7.6	5490	[26, 28, 62]
	(1200–2150)							
9.90	$CH_3CO + H \rightarrow CH_2CO + H_2$	1×10^{13}	0.	0.	—	-	—	[28, 88]
	(1200–2150)							
9.91	$CH_2CO + H \rightleftharpoons C_2HO + H_2$	7.6×10^{13}	0.	4032	2.5×10^{11}	0.	4032	[26, 61]
	(1200–2150)	1.8×10^{14}	0.	4328	—	—	—	[28, 79]
9.92	$CH_2CO + OH \rightarrow CH_2OH + CO$							
	(1200–2150)	5×10^{12}	0.	0.	_	_	_	[28, 79]
9.93	$C_2HO + M \rightarrow CH + CO + M$	6×10^{15}	0.	29590				[28, 81]
	(1200–2150)				_	—	_	
9.94	$C_2HO + OH \rightarrow H_2O + C_2O$	3.2×10^{13}	0.	0.				[28]
	(1200–2150)				—	-	_	
9.95	$C_2HO + OH \rightarrow H_2 + 2 \times CO$	1×10^{14}	0.	0.				[28, 79]
	(1200–2150)				_	—	_	
9.96	$C_2HO + O \rightarrow H + 2 \times CO$	1×10^{14}	0.	0.				[28, 89]
	(1200–2150)				—	—	_	
9.97	$C_2HO + H \rightleftharpoons CO + CH_2$	1×10^{14}	0.	0.	6.6×10^{13}	0.	19787	[26, 71]
	(1200–2150)	1.5×10^{14}	0.	0.	—	—	—	[28, 81]
9.98	$CH_2 + OH \rightleftharpoons CH + H_2O$	2.7×10^{11}	0.7	12953	8×10^{11}	0.7	22116	[26, 61]
	(1200–2150)	1×10^{13}	0.7	0.	—	—	_	[28, 90]

Таблица 10

Nº	Реакция	k_f			k _r		
		A	n	E_a	A	n	E _a
10.0	$HCN + O \rightleftharpoons CN + OH$	5×10^{13}	0.	11088	7.1×10^{12}	0.	1008
10.1	$HCN + O \rightleftharpoons NCO + H$	1.8×10^{8}	1.5	3734	5×10^{8}	1.5	3931
10.2	$HCN + O \rightleftharpoons NH + CO$	2.2×10^{13}	0.	7706	7.9×10^{12}	0.	22680
10.3	$\text{HCN} + \text{OH} \rightleftharpoons \text{CN} + \text{H}_2\text{O}$	4.4×10^{12}	0.	4576	6.3×10^{12}	0.	3034
10.4	$CN + OH \rightleftharpoons NCO + H$	5.6×10^{13}	0.	0.	1×10^{15}	0.	10292
10.5	$NCO + H \rightleftharpoons NH + CO$	4×10^{13}	0.	0.	5×10^{12}	0.	14767
10.6	$NO + CH_2 \rightarrow HCN + OH$	1.4×10^{12}	0.	-605	—	—	—
10.7	$\rm NO + CH \rightarrow \rm HCN + O$	1.2×10^{14}	0.	0.	—	—	—
10.8	$N + C_2HO \rightarrow HCN + CO$	5×10^{13}	0.	0.	_	_	_

Примечание. Данные таблицы взяты из работ [26].

Значения коэффициентов $d_{3151f,r}$ и $d_{3154f,r}$ для реакций диссоциации и рекомбинации (3.15.1 и 3.15.4, табл. 3) определяются выражениями

$$d_{315(1,4)f,r} = \left[1 + \frac{K_{\infty f,r}}{K_{N_2,f,r}^0 \times \left(N_{(N_2,O_2,CO,CO_2)}/N_A\right) \times \sum_m R_m \times X_m}\right]^{-1} \times F^{Y_{f,r}^{(1,4)}},$$
$$F(T) = \exp\left(-\frac{T}{1300}\right) + \exp\left(-\frac{5200}{T}\right),$$
$$Y_{f,r}^{(1,4)} = \left\{1 + \lg^2\left[\frac{K_{N_2,f,r}^0 \times \left(N_{(N_2,O_2,CO,CO_2)}/N_A\right) \times \sum_m R_m \times X_m}{K_{\infty,f,r}}\right]\right\}^{-1}.$$

$$(m = N_2, O_2, CO, CO_2), \quad R_{N_2} = 1, \quad R_{O_2} = 1, \\ R_{CO} = 2, \quad R_{CO_2} = 2.9, \end{cases}$$
$$K_{N_2,f}^0 = 4.45 \times 10^{16} \times \left(\frac{T}{1000}\right)^{-2} \times \exp\left(-\frac{23234}{T}\right), \\ K_{\infty,f} = 2 \times 10^{14} \times \exp\left(-\frac{23234}{T}\right), \\ K_{N_2,r}^0 = 2.93 \times 10^{15} \times \left(\frac{T}{1000}\right)^{-2}, \\ K_{\infty,r} = 1.32 \times 10^{13}.$$

Здесь $K_{N_2,f}^0$ и $K_{N_2,r}^0$ обозначают константы скоростей реакций диссоциации и рекомбинации в области низких давлений (размерности см³ · с⁻¹ · моль⁻¹ и см⁶ · с⁻¹ · моль⁻², соответственно). $K_{\infty,f}$ и $K_{\infty,r}$ являются константами скоростей в области высоких давлений (размерности с⁻¹ и см³ · с⁻¹ · моль⁻¹, соответственно). Индексы 1 и 4 соответствуют молекулярным компонентам N₂,O₂ и CO,CO₂.

Значения коэффициентов $d_{3161f,r}$ и $d_{3162f,r}$ реакций диссоциации и рекомбинации (3.16.1 и 3.16.2, табл. 3) находятся из выражений

$$d_{316(1,2)f,r} = \left[1 + \frac{K_{\infty,f,r}}{K_{N_{2},f,r}^{0} \times \left(N_{(N_{2},O_{2},CO,CO_{2})}/N_{A}\right) \times \sum_{m} R_{m} \times X_{m}} \right]^{-1} \times F^{Y_{f,r}^{(1,2)}},$$

$$F(T) = \exp\left(-\frac{T}{1300}\right) + \exp\left(-\frac{5200}{T}\right),$$

$$Y_{f,r}^{(1,2)} = \left\{ 1 + \lg^{2} \left[\frac{K_{N_{2},f,r}^{0} \times \left(N_{(N_{2},O_{2},CO,CO_{2})}/N_{A}\right) \times \sum_{m} R_{m} \times X_{m}}{K_{\infty,f,r}} \right] \right\}^{-1}$$

 $(m = N_2, O_2, CO, CO_2), \quad R_{N_2} = 1; \quad R_{O_2} = 1;$ $R_{CO} = 2; \quad R_{CO_2} = 2.9,$ $K_{N_2,f}^0 = 9. \times 10^6 \times \left(\frac{T}{1000}\right)^{-2} \times \exp\left(-\frac{23234}{T}\right),$ $K_{\infty,f} = 4 \times 10^{14} \times \exp\left(-\frac{23234}{T}\right),$ $K_{N_2,r}^0 = 5.13 \times 10^{15} \times \left(\frac{T}{1000}\right)^{-2} \times \exp\left\{-\frac{23050}{T}\right\},$ ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

 $K_{\infty,r} = 2.3 \times 10^{13} \times \exp\left\{-\frac{23050}{T}\right\}.$

Здесь индексы 1 и 2 соответствуют компонентам газовой среды N₂,O₂ и CO,CO₂.

Значения коэффициентов $d_{3171f,r}$ реакций диссоциации и рекомбинации (3.17.1, табл. 3) подсчитываются по формулам

$$d_{3171f,r} = \left[1 + \frac{K_{\infty,f,r}}{K_{N_2,f,r}^0 \times \left(N_{(N_2,O_2,N_2O_5,NO,CO_2)}/N_A\right) \times \sum_m R_m \times X_m} \right]^{-1} \times F^{Y_{f,r}},$$

$$F(T) = \exp\left(-\frac{T}{250}\right) + \exp\left(-\frac{1050}{T}\right),$$

$$Y_{f,r} = \left\{ 1 + \lg^2 \left[\frac{K_{N_2,f,r}^0 \times \left(N_{(N_2,O_2,N_2O_5,NO,CO_2)}/N_A\right) \times \sum_m R_m \times X_m}{K_{\infty,f,r}} \right] / \left(0.75 - \lg F(T)\right)^2 \right\}^{-1}.$$

 $(m = N_2, O_2, N_2O_5, NO, CO_2), R_{N_2} = 1, R_{O_2} = 1,$ $R_{N_2O_5} = 4.4, R_{NO} = 1.3, R_{CO_2} = 1.7,$

$$\begin{split} K^{0}_{\mathrm{N}_{2},f} &= 1.32 \times 10^{21} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-6.1} \times \exp\left(-\frac{11080}{T}\right), \\ K_{\infty,f} &= 9.7 \times 10^{14} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-0.9} \times \exp\left(-\frac{11080}{T}\right), \\ K^{0}_{\mathrm{N}_{2},r} &= 1.34 \times 10^{18} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-5}, \\ K_{\infty,r} &= 9.6 \times 10^{11} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{0.2}. \end{split}$$

Значение коэффициента d_{323f} для реакции 3.23 (табл. 3) совпадает со значением d_{331f} (реакция диссоциации 3.3.1–3.3.5, табл. 3). Для этой реакции X_m являются мольными долями компонент смеси $m = NO_2$, N_2 , O_2 , CO_2 . R_m есть относитель-

 $\begin{bmatrix} \mathbf{v}^0 & \dots & \mathbf{v} \end{bmatrix}$

ſ

ная эффективность компонента *m* по отношению к компоненту $m = NO_2$:

$$R_{NO_2} = 10;$$
 $R_{N_2} = 1.6;$
 $R_{O_2} = 1.3;$ $R_{CO_2} = 4.3.$

Значения коэффициентов $d_{3271f,r}$ для реакций диссоциации и рекомбинации (3.27.1, табл. 3) определяются выражениями

$$d_{3271f,r} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{K_{\infty,f,r}}{K_{N_2,f,r}^0 \times (N_{(N_2,O_2,NO_2,CO_2)}/N_A) \times \sum_m R_m \times X_m} \end{bmatrix}^{-1} \\ \times F^{Y_{f,r}}, \\ F(T) = \exp\left(-\frac{T}{250}\right) + \exp\left(-\frac{1050}{T}\right), \\ \frac{K_{N_2,F,r}}{M_2} \times \sum_m R_m \times X_m \end{bmatrix} / (0.75 - \lg F(T))^2 \Big\}^{-1}$$

$$Y_{f,r} = \left\{ 1 + \lg^2 \left[\frac{K_{N_2,f,r} \times (N_{(N_2,O_2,NO_2,CO_2)}/N_A) \times \sum_m K_m \times X_m}{K_{\infty,f,r}} \right] / (0.75 - \lg F(T))^2 \right\}$$

$$(m = N_2, O_2, NO_2, CO_2), \quad R_{N_2} = 1, \quad R_{O_2} = 1, R_{N_2O_4} = 2, \quad R_{NO_2} = 2, \quad R_{CO_2} = 2. K_{N_2,f}^0 = 1.44 \times 10^{18} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-5} \times \exp\left(-\frac{6392}{T}\right), K_{\infty,f} = 3 \times 10^{15} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{-0.8} \times \exp\left(-\frac{6392}{T}\right).$$

Для определения констант скоростей для реакций 1.0.1–1.0.5 (табл. 1), 2.2.1–2.2.5 (табл. 2) и 3.22 (табл. 3) применяется принцип детального равновесия. Они рассчитываются с учетом константы равновесия K_{eq} . Табличные данные для констант равновесия взяты из справочника [19]. Зависимость константы равновесия от температуры интерполируется методом кубических сплайнов. Для сравнительного анализа значений констант скоростей реакций обратных диссоциации (реакций рекомбинации из табл. 1–3) их определение выполнено также с использованием модели тройных столкновений [33]. Сечения столкновений частиц рассчитываются по моделям упругих столкновений: твердых сфер; твердых сфер с переменным диаметром; с потенциалом взаимодействия по Леннарду–Джонсу; с потенциалом отталкивания по Борну–Майеру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M. / Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. by L.M. Kovrizhnykh. Nova-Science Publishers, Commack, 1985. P. 241.

- Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A. // J. Physics D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 2687.
- Kossyi I.A. // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2006. Report AIAA – 1457.
- Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Кончеков Е.М., Каторгин И.Н., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Темчин С.М., Харчев Н.К. // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 10.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Коссый И.А., Нефедов В.И., Сарксьян К.А., Харчев Н.К. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 5. С. 429.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков В.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин Д.В., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 1011.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Грицинин С.И., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Лебедев Ю.А., Моряков И.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Шахатов В.А. // Физика плазмы. 2020. Т. 46.С. 264.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- Животов В.К., Потапкин Б.В., Русанов В.Д. В кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический Том VIII-1 Химия низкотемпературной плазмы / Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. М.: Янус-К, 2005. С. 4.
- Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996.
- Lebedev Yu. A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 053001.
- 12. Александров К.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Покрас С.М., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 1. С. 46.
- Вихарев А.Л., Иванов О.А. В кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический Том VIII-1 Химия низкотемпературной плазмы / Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. М.: Янус-К, 2005. С. 356.
- 14. Лебедев Ю.А. Там же. С. 435.
- 15. *Ким А.В., Фрайман Г.М. //* Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 613.
- Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
- Амиров Р.Х., Филимонова Е.А. В кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический Том VIII-1 Химия низкотемпературной плазмы / Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. М.: Янус-К, 2005. С. 463.
- 18. Амиров Р.Х., Филимонова Е.А. Там же. С. 502.
- Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А., Хачкурузов Г.А., Юнгман В.С., Бергман Г.А., Байбуз В.Ф., Иориш В.С., Юрков Г.Н., Горбов С.И., Куратова Л.Ф., Ртище-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

ва Н.П., Пржевальский И.Н., Зицерман В.Ю., Леонидов В.Я., Ежов Ю.С., Томберг С.Э., Назаренко И.И., Рогацкий А.Л., Дорофеева О.В., Демидова М.С. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание в 4-х томах. М.: Наука, 1978–1982.

- 20. *Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I.* Plasma Kinetics in Atmospheric Gases. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. Berlin: Springer, 2000.
- Gordiets B.F., Ferreira C.M., Guerra V.L., Loureiro J., Nahormy J., Pagnon D., Touzeau M., Vialle M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 3. Issue 4. P. 750.
- Попов Н.А. Дисс. ... д. физ.-мат. наук. М.: Ин-т химической физики им. Н.Н. Семенова, МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 2009.
- Александров Н.Л., Высикайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 3. С. 485.
- Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б., Кочетов И.В., Напартович А.П., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 571.
- Кочетов И.В., Мишин Е.В., Телегин В.А. // Доклады АН СССР. Физика. 1985. Т. XII. С. 1351.
- Даутов Н.Г., Старик А.М. // Кинетика и катализ. 1997. Т. 38. № 2. С. 207.
- Полак Л.С., Гольденберг М.Я., Левицкий А.А. Вычислительные методы в химической кинетике. М.: Наука, 1984.
- Карасевич Ю.К. Дисс. док. физ.-мат. наук. М.: Институт химической физики им. Н.Н. Семенова, 2007.
- Marinov N.M., Pitz W.J., Westbrook C.K., Hori M., Matsunaga N. // Proc. Combustion Institute. 1998. V. 27. P. 389 (UCRL-JC-129372).
- Неравновесные физико-химические процессы в газовых потоках и новые принципы организации горения / Под ред. А.М. Старика М.: ТОРУС ПРЕСС, 2011.
- Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение. 1972.
- Кривоносова О.Э., Лосев С.А., Наливайко В.П., Мукосеев Ю.К., Шаталов О.П. Химия плазмы. Сб. статей под ред. Б.М. Смирнова. Вып. 14. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 3.
- 33. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Т. 1: Динамика физико-химических процессов в газе и плазме / Ред. Г.Г. Черный, С.А. Лосев. М.: Изд. Моск. ун-та, 1995.
- 34. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Т. 2: Физико-химическая кинетика и термодинамика / Ред. Г.Г. Черный Г.Г., С.А. Лосев. М.: Научно-издательский центр механики, 2002.
- 35. Даутов Н.Г., Старик А.М. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 2. С. 292.

- Kewley D.J., Hornung H.G. // Chem. Phys. Lett. 1974.
 V. 25. P. 531.
- База данных по химической кинетике RRATE. Центр АВОГАДРО. Институт механики МГУ, 1992.
- 38. *Helmerl J.M., Coffee T.P.* // Combustion and Flame. 1979. V. 35. № 2. P. 117.
- Toby S., Ullrich E. // Int. J. Chem. Kinet. 1980. V. 12. № 8. P. 535.
- Baulch D.L., Drysdale D.D., Duxbary J., Grant S.L. Evaluated kinetic data for high temperature reactions. V. 3. Homogeneous gas phase reactions of O₂-O₃ systems, the CO-O₂-H₂ system and of sulphur – containing species. London: Butterworths, 1976.
- Baulch D.L., Cox R.A., Hampson R.F., Kerr J.A., Troe J., Watson R.T. // J. Phys. and Chem. Ref. Data. 1984. V. 13. № 4. P. 1259.
- 42. Baulch D.L., Drysdale D.D., Horne D.C. Evaluated kinetic data for high temperature reactions. Vol. 2. Homogeneous gas phase reactions of the $H_2-N_2-O_2$ system. London: Butterworths. 1973.
- Wray K.L., Teare J.D. // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. P. 2582.
- Koshi M., Bando S., Saito M., Asaba T. // 17th Symposium (Int.) on Combustion, Leeds, 1978. Pittsburgh, 1979. P. 553.
- 45. Baulch D.L., Cox R.A., Crutzen P.J., Hampson R.F., Kerr J.A., Troe J., Watson R.T. // Phys. and Chem. Ref. Data. 1982. V. 11. № 2. P. 327.
- 46. Benson S.W., Golden D.M., Lawrence R.W., Shaw R., Woolfolk R.W. // Int. J. Chem. Kinet. Sympos. 1975. № 1. P. 399.
- 47. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К. // Химическая физика. 1982. № 11. С. 1508.
- Troe J. // Ber. Bunsenges. Physik. Chem. 1969. V. 73. P. 906.
- 49. Phillips L.F., Schiff H.J. //J. Chem. Phys. 1965. V. 42. P. 3171.
- 50. *Cline M.A., Joko Ono* // Chem. Phys. 1982. V. 69. № 3. P. 381.
- 51. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
- Мукосеев Ю.К., Заслонко И.С. // Химическая физика. 1983. № 1. С. 66.
- Baulch D.L., Cox R.A., Hampson R.F., Kerr J.A., Troe J., Watson R.T. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1984. V. 16. № 4. P. 1259.
- 54. Baulch D.L., Cox R.A., Hampson R.F., Kerr J.A., Troe J., Watson R.T. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1980. V. 9. № 2. P. 295.
- 55. Troe J. // J. Chem. Phys. 1977. V. 66. P. 4758.
- 56. Mukkavilli S., Lee C.K., Varghese K., Tavlarides L.L. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16. P. 652.
- Graham R.A., Johnston H.S. // J. Phys. Chem. 1978. V. 82. P. 254.
- Piper L.G., Krech R.H., Taylor R.L. // J. Chem. Phys. 1979. V. 75. № 5. P. 2099.

- 59. *McEwan M.J., Phillips L.F.* Chemistry of the Atmosphere. New York: Halsted Press, 1975.
- Гвоздев А.А., Нестеренко В.Б., Ничипор Г.В., Трубников В.В. // Весці АН БССР. Сер. ФЭН. 1979. № 2. С. 68.
- Заслонко И.С., Тереза А.М., Кулиш О.Н., Жуков Д.Ю. // Химическая физика. 1992. Т. 11. № 11. С. 1491.
- 62. *Tsang W., Hampson R.F.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V. 15. P. 1087.
- 63. Masten D.A., Hanson R.K., Bowman C.T. // J. Phys. Chem. 1990. V. 94. P. 7119.
- 64. Atkinson R., Baulch D.L., Cox R.A., Hampson R.F., Kerr J.A., Troe J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 6. P. 1125.
- Markus M.W., Woiki D., Roth P. // 24-th Symp. (Int.) on Combustion. The Combustion Institute. Pittsburhg, PA. 1992. P. 581.
- 66. Rohrig M., Petersen E.L., Davidson D.F., Hanson R.K., Bowman C.T. // Int. J. Chem. Kinet. 1997. V. 29. P. 781.
- Baulch D.L., Cobos C.J., Cox R.A., Frank P., Hayman G., Just Th., Kerr J.A., Murrells T., Pilling M.J., Troe J., Walker R.W., Warnatz J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1994. V. 23. P. 847.
- Fahr A., Laufer A., Klein R., Braun W. // J. Phys. Chem. 1991. V. 95. P. 3218.
- 69. Wang H., Frenklach M. // Combustion and Flame. 1997. V. 110. P. 173.
- 70. Зборовский А.Г., Петров Ю.П., Тереза А.М., Тюрин А.Н. // Химическая физика. 1990. Т. 5. С. 1528.
- 71. *Wilk R.D.* // Combustion and Flame. 1989. V. 77. № 2. P. 145.
- HidakaY., Taniguchi T., Tanaka H., Kamesawa T., Inami K., Kawano H. // Combustion and Flame. 1993. V. 92. P. 365.
- Timonen R.S., Ratajczak E., Gutman D., Wagner A.F. // J. Phys. Chem. 1987. V. 91. P. 5325.
- Klatt M., Rohrig M., Wagner H.Gg. // Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1991. V. 95. P. 1163.
- Dean A.M., Westmoreland P.R. // Int. J. Chem. Kinet. 1987. V. 19. P. 207.
- 76. *Glarborg F., Miller J.A., Kee R.J.* // Combustion and Flame. 1986. V. 65. P. 177.
- Hidaka Y., Oki T., Kawano H. // J. Phys. Chem. 1989. V. 93. P. 7134.
- Tsang W. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1987. V. 16. P. 471.
- Hidaka Y., Nishimori T., Sato K., Henmi Y., Okuda R., Inami K. // Combustion and Flame. 1999. V. 117. P. 755.
- Miller J.A., Melius C.F. // Symp. (Int.) Combustion. Proc. 1989. V. 22. P. 1031.
- Frank P., Bhaskaran K.A., Just Th. // 21th Symp. (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1988. P. 885.
- Miller J.A., Mitchell R.E., Smooke M.D., Kee R.J. // Proc. 19-th Symp. (Int.) Combustion, Pittsburgh, USA, 1982. P. 181.

475

- 83. Frank P., Bhaskaran K.A., Just Th. // J. Phys. Chem. 1986. V. 90. P. 2226.
- Frank P., Just Th. // Proc. Int. Symp. Shock Tubes Waves. 1984. V. 14. P. 706.
- Dombrowsky Ch., Wagner H.Gg. // Ber. Bunsenges. Chem. 1992. V. 96. P. 1048.
- 86. Dean A.M. // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. P. 4600.
- 87. Li S.C., Williams F.A. // Proc. 26-th Symp. (Int.) on Combustion, Pittsburgh, USA, 1996. P. 1017.
- Bartels M., Edelbuttel-Einhaus J., Hoyermann K. // Proc. 23-th Symp. (Int.) on Combustion, Pittsburgh, USA, 1990. P. 131.
- 89. *Calcotte H.F.* // 8-th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1962. P. 184.
- Peeters J., Vinckier C. // 15-th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1974. P. 969.
- 91. Демидович Б.П., Марон И.А., Шувалова Э.З. Численные методы анализа. М.: Наука, 1967.

- 92. Аскарьян Г.А., Батанов Г.М., Бархударов А.Е., Грицинин С.И., Корчагина Е.Г., Коссый И.А., Силаков В.П., Тарасова Н.М. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1198.
- 93. Батанов Г.М., Коссый И.А., Силаков В.П. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 229.
- 94. Askaryan G.A., Batanov G.M., Kossyi I.A., Kostinskii A. Yu. / 1992 ISPP-10 (Piero Caldirola), High Power Microwave Generation and Applications / Eds. E. Sindoni and C. Wharton. SIF, Bologna (Editrice Compositori, 1992). P. 207.
- 95. Askaryan G.A., Batanov G.M., Bykov D.F., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Kostinskii A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. / ISPP-7 "Piero Caldirola". Controlled Active Global Experiments (CAGE) / Eds. E. Sindoni and A.Y. Wong. SIF, Bologna (Editrice Compositori, 1991). P. 239.
- 96. Shui V.M., Appleton J.P., Keck J.C. // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 53. № 7. P. 2547.
- Benson S.W., Fueno T. // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. P. 1597.

_____ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ _____ ПЛАЗМА

УДК 533.9,536.46,537.521.7

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОДПОРОГОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОЛНОВОМ ПУЧКЕ В ВОЗДУХЕ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

© 2021 г. К. В. Артемьев^{*a*}, Г. М. Батанов^{*a*}, А. М. Давыдов^{*a*}, Н. К. Бережецкая^{*a*}, В. Д. Борзосеков^{*a*}, Л. В. Колик^{*a*}, Е. М. Кончеков^{*a*,*}, И. А. Коссый^{*a*}, А. Е. Петров^{*a*}, К. А. Сарксян^{*a*}, В. Д. Степахин^{*a*}, Н. К. Харчев^{*a*}

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия *e-mail: konchekov@fpl.gpi.ru Поступила в редакцию 09.11.2020 г. После доработки 10.12.2020 г. Принята к публикации 11.12.2020 г.

Анализ совокупности экспериментов по изучению подпороговых микроволновых самоподдерживающихся несамостоятельных (СНС) разрядов позволил оценить объем активной зоны самостоятельных нитевидных разрядов, возникающих в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Показано, что этот объем составляет 0.04–0.1 объема волнового пучка. Показано, что в процессах плазмохимического воздействия СНС-разряда перемешивание прореагировавшего в активных областях вещества с газом вне активных областей повышает цену плазмохимического процесса. Уменьшение энергетической цены плазмохимических процессов требует увеличение отношения объема микроволнового пучка к объему плазмохимического реактора. Предложена схема проточного реактора с многомодовым волноводом и оценена возможная производительность такой конструкции в процессах деструкции вредных примесей в газовых смесях.

Ключевые слова: микроволновый подпороговый разряд, гиротрон, газоразрядная очистка воздуха, ионизационно-перегревная неустойчивость, плазмохимический реактор

DOI: 10.31857/S0367292121050012

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние несколько лет подпороговые микроволновые разряды в волновых пучках были использованы в различных плазмохимических приложениях [1–3]. В этих исследованиях, как правило, использовались разряды в гауссовых квазиоптических пучках излучения миллиметрового диапазона длин волн (75 ГГц) отечественных гиротронов с мощностью 0.1-0.6 МВт при длительности импульсов 0.1-10 мс. Особенностью таких разрядов является их ячеистая структура, возникающая в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазмы ультрафиолетового (УФ) ореола на фронте головной части разряда (см., например, [4, 5]). Согласно нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости [6] в плазме микроволнового разряда происходит взрывной рост температуры и плотности электронов при резком падении плотности и уменьшении роста температуры газовых молекул в узких линейных каналах с поперечным размером равным примерно скин-слою. Ячеистая структура таких разрядов регистрируется на фотографиях свечения разряда и на теневых фо-

тографиях возмущения плотности [7]. Такая мелкоячеистая структура фронта разряда позволяет рассматривать протекание процессов ионизации, диссоциации, возбуждения, нагрева в нитевидных разрядах, а процессы закалки продуктов реакции в остальных частях разряда на фронте в плазме УФ-ореола и за фронтом при релаксации параметров плазмы, температуры и возмущений плотности газа. В плазмохимических экспериментах [1-3] получены данные об энергетической цене тех или иных реакций. При этом процессы проведены в закрытых объемах последовательной серии импульсных разрядов в условиях, когда объем, занимаемый волновым пучком, значительно меньше объема реактора, а обработка всей массы газа производится в условиях его перемешивания между сериями разрядных импульсов. При этом, естественно, воздействию разрядных импульсов по мере увеличения их числа подвергается не смесь первоначального состава, а газовая смесь, в которой происходит накопление продуктов реакции. Это обстоятельство существенно увеличивает энергетическую цену реакции того или иного процесса.

В связи с этим возникают вопросы о соотношении размера области энерговыделения с общим объемом охваченного разрядом и объемом, занимаемым волновым пучком: о плотности энергии, выделяющейся в активной области, о возмущении вне активной области, их масштабе и времени релаксации возмущений, а так же вопросы влияния этих характеристик разряда на эффективность плазмохимического реактора.

2. ОЦЕНКА МАСШТАБА ОБЛАСТЕЙ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ

Измерения перемещения фронта волны ионизации в подпороговом разряде $V_{\rm z}$ и температура газа T_g в головной части, позволяют оценить максимальный размер области, занимаемой нитевидными каналами. возникающими в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Действительно, при известной интенсивности микроволнового излучения в заданном сечении волнового пучка на его оси S₀ и скорости фронта V_z, удельный энерговклад в разряд составит $q_0 = S_0/V_7$. Измерение температуры T_9 на данном участке разряда за время прохождения головной частью разряда этого участка позволяет оценить удельные энергозатраты на нагрев исходной плотности газа $q = N_0 T_{\rm g}$. Измерения показывают [8], что $q \gg q_0$, что естественно, если нагрев происходит в нитевидных разрядах, занимающих малый объем в разряде. Использованная нами методика определения температуры по спектру континуума свечения разряда дает максимальные значения температуры, характеризующую локальную область разряда [9]. При этом интенсивность свечения малых по радиусу областей может превосходить интенсивность свечения нагретых локальных областей большего масштаба [9]. Вследствие этого отношение $q_0/q = \alpha$ дает максимальную величину объема каналов нитевидных разрядов. Результаты измерений в воздухе при атмосферном давлении дают значение $\alpha \le 0.15$ [8].

Теневые фотографии головной части разряда показывают, что возмущения плотности представляют собой набор плотно прилегающих друг к другу ячеек, вытянутых вдоль электрического поля волны с поперечным размером около четверти длины волны излучения [10]. Таким образом, сечение области энерговыделения внутри таких ячеек равна или меньше α , а поперечник $D_0 \leq \alpha^{1/2} \lambda_0 / 2 = 0.08$ см.

Другую оценку можно получить из сопоставления результатов измерений генерации в подпороговом разряде в воздухе окислов азота [11] и результатов расчета их концентрации из модели работы [12]. Согласно результатам [11] концентрация окислов азота $[NO_x]_1$ в объеме реактора при удельном энерговкладе 2 Дж/см³ составляет 4 × 10³ ppm, т.е. $[NO_x]_1 = 10.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом число импульсов при мощности излучения 300 кВт и длительности импульса 0.7 мс составило $N_1 = 67$, т.е. концентрация, созданная за один разряд равна $[NO_x]_2 = [NO_x]_1/N_1 = 1.62 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Объем, занимаемый волновым пучком, составлял 0.11 от объема реактора. Следовательно, средняя концентрация окислов азота в объеме волнового пучка равнялась $[NO_x]_3 = [NO_x]_2/0.11 = 1.47 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Расчеты по модели работы [12] дают зависимость образования окислов азота в активной области разряда от скорости остывания продуктов реакции. При времени падения температуры до исходного уровня 1 мс концентрация достигает величины $[NO_x]_m = 10^{17}$ см⁻³. Практически при больших временах остывания газа наработка окислов азота остается постоянной. Таким образом, отношение объема активных областей, в которых произошло образование окислов, к объему занимаемому волновым пучком, может быть оценено как $\alpha = [NO_x]_3/[NO_x]_m = 0.147$. Следовательно, диаметр активной зоны равен $D_0 = \alpha^{1/2} \lambda_0 / 2 =$ = 0.08 см, что близко к значению D_0 , полученному выше из измерений температуры газа и скорости фронта разряда. Оценка величины скин-слоя при плотности плазмы $N_{\rm e} = 10^{16} {\rm ~cm^{-3}}$ и понижении плотности молекул в нитях в 20 раз из-за роста температуры до 6 кК дают значение δ = $= c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2} = 2.5 \times 10^{-2}$ см, что приблизительно в 10 раз меньше величины скин-слоя в момент возникновения ионно-перегревной неустойчивости при исходной плотности газа $N_{g} = 2.7 \times$ $\times 10^{19} \,\mathrm{cm}^{-3}$.

Таким образом, при движении волны ионизации подпорогового разряда за его головной частью остается более 90% газа, не подвергнувшегося воздействию разряда. В последующих за первым разрядах возможно как развитие нитевидных каналов на тех же координатах, как в первом разряде, так и в областях, в которых в предыдущих импульсах не возникали нитевидные разряды. При больших временных интервалах между импульсами велика вероятность перемешивания газа, подвергшемуся воздействию, с остальным газом, окружающим области нитевидных каналов.

Удельная энергия, поглощенная в области каналов, как мы видим, должна быть почти на два порядка выше средней удельной энергии, определенной как $q_0 = S_0/V_z$. Можно также оценить погонную джоулеву мощность, выделявшуюся в нитях. Очевидно, что эта величина равна $q_1 = \pi \delta^2 \sigma E^2$. И следовательно $q_1 = c^2 E^2/(2\omega)$. При характерном значении поля в работах [1–3] E = 3 кB/см получим значение $q_1 = 10 \text{ кBr/см}$. Эта величина в 4—5 раз выше, чем можно было бы ожидать, видимо из-за завышения напряженности поля в нитевидном канале.

В нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости [6] предполагается изобаричность расширения ранее нагретого в нитях газа. Теневые фотографии [7] демонстрируют расстояние межлу центрами возмушений плотности $\Delta l = \lambda/2 = 0.2$ см. Таким образом, на переднем фронте разряда образование каналов и расширение нагретых в нитях газа увеличивает плотность газа между ячейками. Из соотношения радиуса каналов и расстояния между центрами ячеек Δl ясно, что изменение плотности газа составит $\Delta N_0 = \alpha N_0 = 10^{18} \, \mathrm{сm}^3$. Такая же величина возмущений плотности газа, видимо, будет и на фронте головной части разряда. При одновременном возникновении разрядных нитей на фронте разряда потоки газа, возникшие из-за расширения газа в нитях, будут сталкиваться на линии фронта.

Время релаксации возмушений, вызванных движением головной части разряда по газу, определяется временем релаксации плотности газа и временем релаксации температуры. Для области нитевидных каналов релаксация температуры за счет теплопроводности происходит за время около 4×10^{-6} с, а на размере отдельной ячейки с $\Delta l = 0.2$ см постоянная релаксании ~ 10^{-2} с. Это же время соответствует времени прогрева всей массы газа вне нитевидных разрядов за счет выделившегося в нитях джоулева тепла. Теневые фотографии показывают сохранение мелкоячеистой структуры в поперечном сечении в течение 6 мс. Повторное включение микроволновых импульсов показывает, что при задержке между импульсами 8 мс, пробой газа в импульсе следующим за первым, происходит на координатах остановки разряда в первом импульсе [3]. При задержке в 16 мс пробой происходит, как и в первом импульсе, на инициаторе. Из этого наблюдения можно заключить, что для релаксации возмущений плотности достаточно 16 мс.

3. ЭФФЕКТ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЦЕНА РЕАКЦИЙ

Таким образом при реализации одного разряда воздействию подвергается только малая часть газа (α). Для реализации плазмохимического процесса во всем объеме газа, как минимум, необходимо 1/ α разрядов. Такой оптимальный случай может быть реализован, если в каждом последующем импульсе нитевидные разряды протекают в областях, не захваченных нитевидными разрядами в предыдущих импульсах. В случае полного перемешивания газа за время между импульсами следующие друг за другом волны ионизации протекают в смесях с измененным составом от прошедших до этого импульсов. Очевидно, что пренебречь эффектом перемешивания можно в первых нескольких импульсах, когда изменение состава газа незначительно. Очевидно также, что этому условию на графиках зависимости количества наработанного продукта реакции от величины энерговклада соответствует начальный линейный участок этой зависимости (см., например, рис. 4 из [11]).

Энергетические затраты принято оценивать при переработке 80–90% исходного продукта, например, в процессах конверсии смеси метана и углекислого газа в синтез-газ [13].

Можно разделить плазмохимические реакции на два характерных класса: процессы с высоким выходом полезного продукта и процессы деструкции примесей, загрязняющих газ. К первому классу относятся такие реакции как конверсия метана и углекислого газа в синтез газ, как реакция наработки окислов азота в воздухе. Ко второму классу можно отнести реакции разложения примесей окислов серы, сероводородов, меркаптанов и. т.д.

Оптимальное количество импульсов для первого класса реакций можно определить если принять, что в каждом нитевидном разряде происходит полная диссипация молекул газа, а в процессе релаксации при закалке происходит образование нужного продукта. Равновесие между процессами синтеза в период закалки и процессами диссоциации в нитевидных каналах должно возникнуть, когда количество синтезируемого вещества в каналах во время закалки станет равным количеству диссоциирующего в каналах того же вещества, содержащегося в смесях исходных продуктов и синтезированного вещества, созданного в предыдущих импульсах. Можно показать, что число таких импульсов равно $m = 1/\kappa (1 - \mu)$, где ш – отношение концентрации молекул в одном импульсе синтезируемого вещества к полной концентрации молекул или атомов в нитевидном канале, \varkappa — отношение объема нитей к полному объему газа. В качестве примера используем результаты работ [11, 12] по синтезу окислов азота. Полная концентрация атомов азота и кислорода в нитях $[M]_0 = 1.35 \times 10^{18}$ см⁻³, а образованных окислов Δ [NO_x] = 10¹⁷ см⁻³, т.е. $\mu = \Delta$ [NO_x]/[M]₀ = = 0.074. Число разрядов составляло m = 124, т.е. $\kappa = 1/m(1 - \mu) = 0.009$. Поскольку объем реактора в 10 раз больше объема, занимаемого волновым пучком, то объем нитей в разряде составляет $10 \varkappa = 0.09$, что близко к значению, полученному в предыдущем разделе.

Для второго класса реакций — реакций деструкции данного типа молекул X с концентрацией [X], в каждом разряде разрушается $\Delta[X] = \varkappa[X]$.



Рис. 1. Схема промышленного реактора. *1* – излучение, *2* – радиопрозрачное окно, *3* – металлический волновод, *4* – кварцевая труба, *5* – тороидальный возбудитель разряда, *6* – каналы подачи рабочего газа.

Нетрудно видеть, что после *m* разрядов средняя концентрация молекул X в объеме реактора упадет до $[X] = [X]_0 (1 - \varkappa)^m$, где $[X]_0$ – начальная концентрация молекул X в объеме реактора.

Из приведенных выше выражений для числа разрядов, необходимых для получения положительного эффекта видно, что перемешивание ведет к повышению затрат энергии. Наименьшие затраты будут в случае, если совпадает объем реактора и объем волнового пучка. При этом для второго класса реакций – реакций деструкции, прекрашение процессов перемешивания позволяет существенно понизить энергетические затраты. Действительно, в случае, когда объем волнового пучка равен объему реактора, величина х равна отношению объема нитевидных каналов к объему волнового пучка. Примем эту величину равной 0.1. Тогда при отсутствии перемешивания для деструкции 90% примеси в объеме газа потребуется 9 импульсов. При полном перемешивании для деструкции 90% примеси потребуется уже $m = \log(0.1) / \log(1 - \varkappa) = 1/0.046 = 22$ импульса.

В качестве одного из возможных вариантов оптимизации конструкции реактора рассмотрим схему проточного реактора с использованием сверхразмерного волновода (рис. 1.) Расходящийся Гауссов пучок через радиопрозрачное окно попадает в сверхразмерный цилиндрический волновод и отражаясь от стенок волновода фокусируется в области инициатора разряда. Такая геометрия обеспечивает максимальное заполнение объема волновода пучком микроволн при сохранении его фокусировки. Проток газа осуществляется от входного окна вдоль оси волновода, что обеспечивает защиту радиопрозрачного окна от продуктов реакции. Скорость течения газа U_z выбирается исходя из заданного среднего удельного энерговклада, определяемого интенсивностью излучения S₀, скоростью перемещения фронта разряда V_z, и необходимого числа им-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 5 2021

пульсов *N*: $U_z = V_z \cdot \Delta T / N(\Delta T + t)$, где $\Delta T - длитель$ ность импульса, <math>t – интервал между импульсами, т.е. скорость газа равна длине разряда $L = U_z \cdot \Delta T$, деленной на длительность пачки из *N* импульсов, следующих с частотой f = 1/(t + dt). Как было показано [3] интервал между импульсами T_n может быть менее 16 мс, а число импульсов не может быть менее 10. Поэтому при скоростях распространения разряда $(1-2) \times 10^4$ см/с и длительности импульса до 10 мс, скорость течения газа не превысит 4 м/с.

Ранее было показано, что характерное время выравнивания температуры газа за фронтом разряда за счет теплопроводности составляет около 3 мс. Такой же порядок величины имеет и время диффузии. Об этом свидетельствует и величина задержки, необходимой для включения второго импульса — 16 мс. Следовательно, можно сделать заключение, что внутри области занятой волновым пучком, происходит эффективное перемешивание газовых молекул.

Таким образом, термическое воздействие разряда на газ неизбежно связано с эффектом перемешивания продуктов плазмохимической реакции с исходным составом газовой смеси. В связи с этим интересным является сопоставление результатов эксперимента по деструкции меркаптанов и сероводорода [14, 15]. Если в случае деструкции примеси молекул меркаптанов было необходимо затратить ~10 Дж/см³, то в случае сероводорода энергетическая цена упала до 2 Дж/см³. Такая разница в 5 раз не может быть объяснена пятикратным изменением объема нитевидных каналов. Можно предположить, что в случае сероводорода помимо термического воздействия имеет место дополнительный механизм воздействия, например УФ-излучение нитевидных каналов, вызывающее диссоциацию молекул сероводорода. Кроме того, внедрение в газовую смесь нагретых до высокой температуры атомов азота и кислорода, вытесненных из нитевидных каналов, может спровоцировать инициацию химических реакций вне объема нитевидных каналов. Таким образом, в дальнейшем имеет смысл проанализировать роль названных процессов в энергетическом балансе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Время воздействия микроволнового подпорогового разряда на газовую смесь ограничено скоростью перемещения его головной части, а объем обрабатываемой области ограничен объемом, занимаемым нитевидными каналами и примыкающими к ним областями несамостоятельного разряда в УФ-ореоле каналов. Вследствие этого протекание плазмохимических процессов требует многократного повторения разрядных импульсов. Частота повторения импульсов ограничена временем релаксации возмущений плотности, вызванных разрядом в предыдущем импульсе. Вследствие этого существенное влияние на эффективность протекания реакций оказывает процесс перемешивания газовой смеси как внутри объема волнового пучка в интервалах между отдельными импульсами, так и между объемом, занимаемым волновым пучком и остальным объемом реактора. Понижение энергетической цены возбуждаемой в газе реакции требует повышения отношения объема волнового пучка к объему реактора. По-видимому, этого можно достигнуть в схеме проточного реактора с многомодовым волноводом.

Наиболее высокие энергетические затраты экспериментально были получены при синтезе окислов азота и конверсии углекислого газа и метана в синтез газ [11, 13]. Следовательно, в этих процессах мы имеем наименьший объем области, занимаемой нитевидными разрядами по сравнению с объемом волнового пучка. Величина отношения объемов этих областей α < 0.1. В случае реакции деструкции окислов серы SO₂ и сероводорода H₂S энергетическая цена оказалась почти на порядок меньше. Следовательно, объем зоны, в которой протекает плазмохимический процесс. на порядок превышает объем нитевидных каналов. Это указывает на возможность плазмохимических процессов в несамостоятельном разряде УФ-ореола нитевидных каналов.

Работа выполнена за счет средств проекта РНФ № 17-12-01352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kossyi I.A., Nefedov V.I., Sarksyan K.A., Kharchev N.K. // Journal of Physics: Conference series. 2017. № 907. P. 012022.

- Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Кончеков Е.М., Каторгин И.Н., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Темчин С.М., Харчев Н.К. // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 10.
- Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyan K.A. Stepakhin V.D. // 10th International workshop "Strong microwaves and terahertz waves: sources and applications, 17–22 July 2017, Nizhny Novgorod–Moscow, proceedings. P. 99–100.
- Батанов Г.М., Грицинин С.И., Коссый И.А., Магунов А.Н., Силаков В.П., Тарасова Н.М. // Вопросы физики плазмы и плазменной электроники. Труды ФИАН. 1985. Т. 160. С. 174.
- Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kozhevnikova N.A., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyan K.A., Stepakhin V.D., Sysoev S.O., Temchin S.M., Kharchev N.K. // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. № 6. P. 523–526.
- Ким А.В., Фрейман Г.М. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С.601.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 1. С. 88.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 9. С. 839.
- 9. А.Н. Магунов. Спектральная пирометрия. М.: Физматлит, 2012.
- Kossyi I.A. // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 09–12 January 2006. Reno, Nevada, Report AIAA-1457.
- 11. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 3. С. 264–272.
- 12. Борзосеков В.Д., Грицинин С.И., Шахатов В.А. Физика плазмы (в печати), 2021.
- 13. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // XLIII международная Звенигородская конференция по физики плазмы и УТС. Февраль 8–12. 2016. С. 240.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 6. С. 483–486.
- 15. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // XLV международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. 2018. С. 225.