

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](mailto: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,  $\lambda_q$ , 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  $\lambda_q$  (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  $\lambda_q$ , 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  $\lambda_q$  для ИТЭР, чем то, что следует из [2, 3]. Все это показывает, что вопрос о скейлинге  $\lambda_q$  от параметров плазмы по-прежнему 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 пе-

реноса 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  $x$ ; 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:

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

$$L \frac{3}{2} \left( \frac{\partial (nT)}{\partial t} + \nabla \cdot (nT \mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}) \right) = -E_{ion} j_H(t, \mathbf{r}_\perp) - q_p(t, \mathbf{r}_\perp) + L \nabla \cdot (\kappa \nabla T), \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}_\perp \cdot \mathbf{e}_z = 0$ ,  $\kappa$  – коэффициент электронной теплопроводности,  $\mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = c(\mathbf{e}_z \times \nabla \varphi) / B_0$ ,  $\varphi(t, \mathbf{r}_\perp)$  – электростатический потенциал,  $j_H(t, \mathbf{r}_\perp)$  – нейтральный “ионизационный поток”,  $E_{ion} \equiv E_{ion}(n, T)$  – “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  $\mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ , это пред-

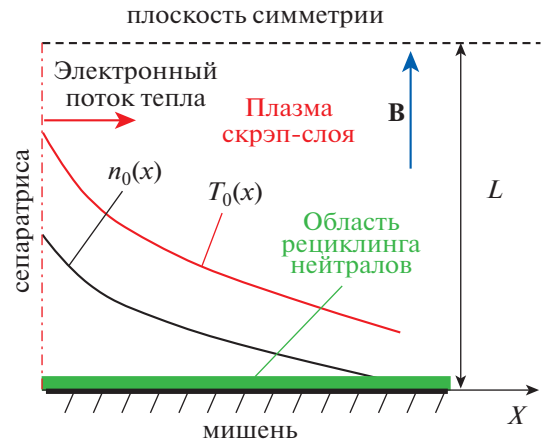


Рис. 1. Схематическое изображение постановки задачи.

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

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

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  $e\varphi/T \equiv \phi_0 \approx 4$ , что дает

$$e\varphi \equiv \phi_0 T. \quad (4)$$

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  $\tilde{n} \propto \tilde{T} \propto \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_\perp)$ , где  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  – частота и волновой вектор, из уравнений (1), (2), (4) находим

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

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

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

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

и  $D_B = cT/eB_0$ .

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

$$v_{\perp} \sim v_{\parallel} (\lambda_q k)^2. \quad (8)$$

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

$$(\omega - \hat{\omega}_{*T})(\omega + i v_{\perp}) = -i v_{\parallel} \hat{\omega}_{*n}. \quad (9)$$

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  $R_* \rightarrow 0$  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  $R_* \rightarrow 0$ , используя оценки  $(\lambda_q k)^2 \geq 1$  и  $\hat{\omega}_* \gg v_{\parallel}$ , из уравнения (9) получим следующие условия, при которых может быть выполнено неравенство  $\gamma > v_{\parallel}$ :

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

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

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

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, процесс нейтрального рециклинга 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. *Krashennnikov S., Smolyakov A., Kukushkin A.* On the Edge of Magnetic Fusion Devices // Springer Ser. in Plasma Science and Technology. Springer, 2020.
2. *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.
4. *Meier E.T., Goldston R.J., Kaveeva E.G., Makowski M.A., Mordijck S., Rozhansky V.A., Senichenkov I.Yu., Voskoboinikov S.P.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 125012.

5. *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.
6. *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.
7. *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.
8. *Nedospasov A.V.* // Sov. J. Plasma Phys. 1989. V. 15. P. 659.
9. *Berk H.L., Cohen R.H., Ryutov D.D., Tsidulko Yu.A., Xu X.Q.* // Nuclear Fusion. 1993. V. 33. P. 263.
10. *Rogers B.N., Drake J.F., Zeiler A.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4396.
11. *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.
13. *Halpern F.D., Ricci P., Jolliet S., Loizu J., Masetto A.* // Nuclear Fusion. 2014. V. 54. P. 043003.
14. *Myra J.R., Russell D.A., Zweben S.J.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 112502.
15. *Rasmussen J.J., Nielsen A.H., Madsen J., Naulin V., Xu G.S.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 0114031.
16. *Wirth B.D., Hammond K.D., Krasheninnikov S.I., Maroudas D.* // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 30.