Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 5, с. 291 – 296 © 2015 г. 10 сентября

Механизм накопления заряженных частиц в ловушке Пеннинга–Малмберга–Сурко с вращающимся электрическим полем

М. К. Есеев[+], *А. Г. Кобец*[*×], *И. Н. Мешков*[*1)], *А. А. Сидорин*[*], *О. С. Орлов*[*]

[+]*Северный (Арктический) федеральный университет им. Ломоносова, 163002 Архангельск, Россия*

[*]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[×]*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, 61002 Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 22 июня 2015 г.
После переработки 14 июля 2015 г.

Экспериментально исследован эффект воздействия вращающегося электрического поля на электроны и позитроны, накапливаемые в ловушке Пеннинга–Малмберга–Сурко (увеличение времени жизни частиц и эффективности их накопления, уменьшение поперечных размеров сгустка накопленных частиц). Получены принципиально новые результаты по резонансному влиянию вращающегося поля на накопление частиц в режиме низких интенсивностей. Исследована переходная к высоким интенсивностям сгустков накопленных частиц область. Предложен механизм, объясняющий результаты эксперимента на основе трехмерной динамики частиц в ловушке.

DOI: 10.7868/S0370274X15170014

Исследования в области физики экзотических атомов и антивещества инициировали развитие технологий накопления, удержания и контроля сгустков заряженных частиц (античастиц). Наиболее успешно это удается сделать в электромагнитных открытых ловушках с управляемыми инжекцией заряженных частиц и выводом сгустков накопленных частиц. Самыми распространенными являются ловушки Пеннинга [1] с продольным магнитным полем и квадрупольным электростатическим потенциалом и ловушки Пеннинга–Малмберга [2] с цилиндрическими электродами. Для накопления позитронов от радиоактивных источников К. Сурко предложил использовать буферный газ [2] с распределением давления вдоль ловушки, согласованным с распределением потенциалов на цилиндрических электродах. Такая модернизированная ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко (ПМС) с успехом используется во многих лабораториях мира в экспериментах

– с ионами, позитронами и позитронием (Калифорнийский университет, Сан-Диего [3] и Риверсайд [4], ЦЕРН (комплекс ISOLDE), Аргонская лаборатория (США), GSI (ФРГ), GANIL (Франция), TRIUMF (Канада) и другие)

– с антипротонами и антиводородом (ЦЕРН, эксперименты ATHENA/ALPHA [5] и ASACUSA [6]).

Существенным шагом в развитии "ловушечных" технологий стало применение в ловушках ПМС вращающегося электрического поля, перпендикулярного оси ловушки: возросли эффективность накопления частиц и их время жизни. И что самое замечательное, сгусток накопленных частиц в продольном магнитном поле сжимается (!) в присутствии вращающегося поля (эффект так называемой вращающейся стенки, Rotating Wall – RW). Обнаруженный на положительных ионах [7] эффект RW-поля был успешно использован для накопления электронной и позитронной плазмы [8, 9], в исследованиях свойств антивещества и экзотических атомно-молекулярных систем [10].

Несмотря на успех RW-метода, до сих пор нет убедительного объяснения сжимающего действия RW-поля, хотя и предлагаются и обсуждаются различные его механизмы от возбуждения плазменных волн в сгустках накопленных частиц [8, 9] до попыток описания движения частиц в одночастичном приближении [11–14].

В данной работе представлены результаты экспериментов на ловушке ПМС, являющейся элементом инжектора позитронов установки LEPTA (Low Energy Particle Toroidal Accumulator), построенной в ОИЯИ для исследований физики позитрония [15, 16]. По результатам экспериментов предложен механизм действия RW-поля, объясняющий наблюдаемые эффекты – сжатие и длительное удержание сгустка час-

1) e-mail: meshkov@jinr.ru

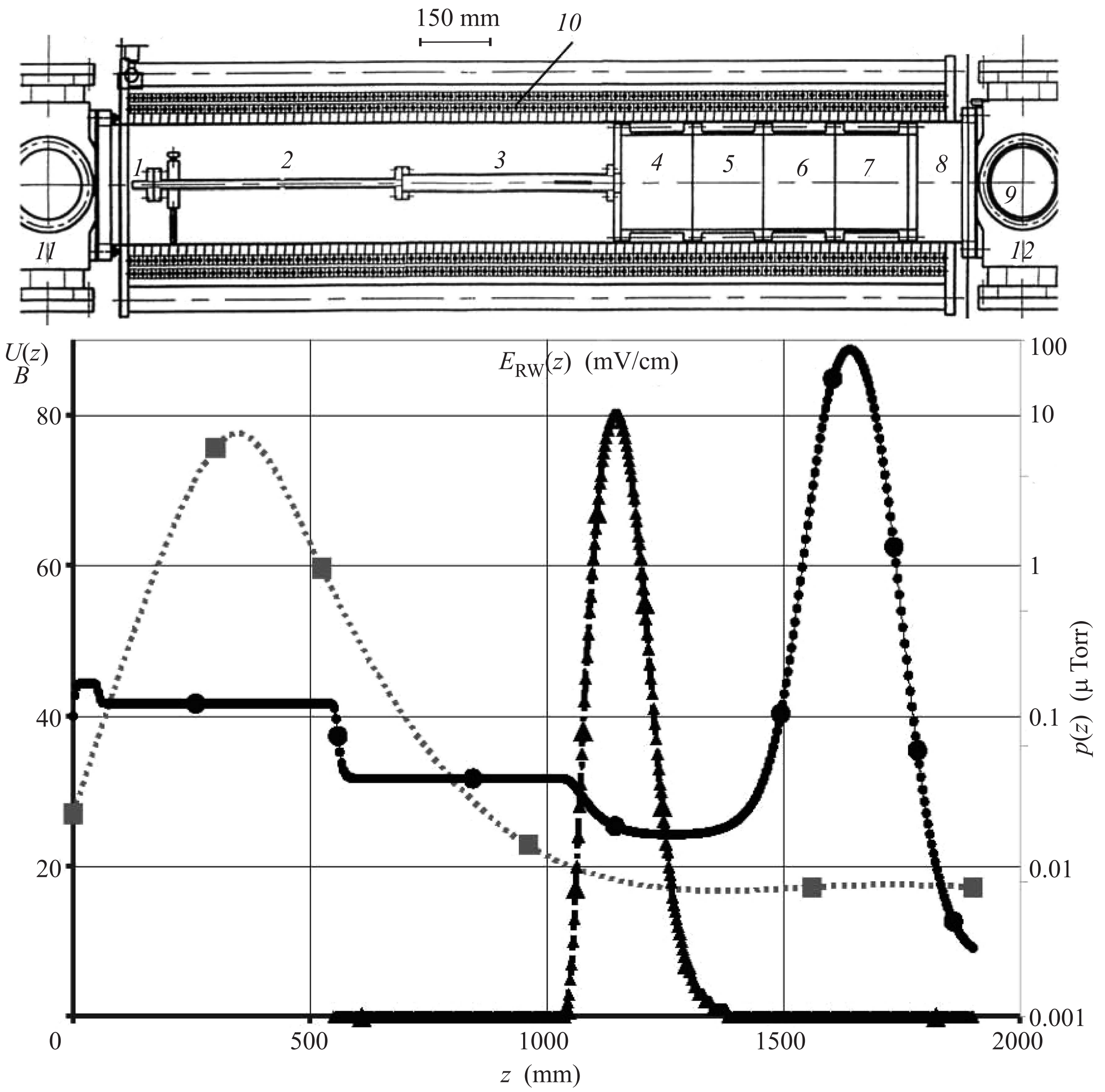

Рис. 1. Схема ловушки ПМС установки LEPTA: *1–8* – электроды, *4* – разрезной (секторный) электрод, с помощью которого создается RW-поле, *9* – коллектор и сцинтилляционный счетчик, *10* – соленоид, *11* и *12* – турбомолекулярный и криогенный вакуумные насосы. Внизу – используемые для режима накопления позитронов распределения на оси ловушки потенциала $U(z)$ электрического поля электродов (кружки, численное моделирование) и RW-поля $E_{\rm RW}(z)$ (треугольники, численное моделирование, левая ось ординат), а также давления буферного газа $p(z)$ (квадраты, измерение и расчет)

тиц в ловушке. Работа является продолжением и развитием исследований [17].

Ловушка установки LEPTA имеет традиционную для ловушек ПМС геометрию (рис. 1). Принцип действия ловушки и ее параметры подробно описаны в [17]. В 2014 г. откачка ловушки значительно улучшена: установлены турбомолекулярный и криогенный насосы (рис. 1). Выбор распределения потенциалов электродов *1–8* и давления буферного газа (высокочистый молекулярный азот) является критическим. При оптимальном распределении потенциалов и давления позитроны, "скатываясь" по атомарным и молекулярным уровням, предельно быстро преодолевают область энергии, где вероятность аннигиляции максимальна (так называемая щель Орэ [2]).

Вращающееся электрическое (RW) поле создается в электроде *4*, разрезанном на 4 сектора, на который подаются постоянный и (попарно) переменные потенциалы. Типичная амплитуда RW-напряжения на секторном электроде 1 В.

Позитроны эмитируются криогенным источником, разработанным в ОИЯИ на основе β^+-

активного эмиттера – изотопа ^{22}Na (производство iThemba LABS, ЮАР). Спектр позитронов, замедленных в слое твердого неона и сепарированных в магнитном поле, имеет максимум при 50 эВ (потенциал эмиттера) и ширину (FWHM) 1 эВ [16].

В экспериментах на электронах пучок формируется трехэлектродной пушкой с импрегнированным оксидным катодом диаметром 2 мм. Потенциал катода −50 В. Выбор длительности и частоты повторения импульсов напряжения на управляющем электроде позволяет задавать средний по времени поток электронов, имитируя при этом режим накопления позитронов от радиоактивного источника.

В ходе экспериментов проводилось исследование накопления электронов и позитронов при различных режимах работы ловушки. Процесс накопления хорошо описывается зависимостью

$$N_{\rm bunch}(t) = \varepsilon \dot{N} \tau (1 - e^{-t/\tau}) \Rightarrow \begin{cases} \varepsilon \dot{N} t, & t \ll \tau, \\ \varepsilon \dot{N} \tau, & t \gg \tau \end{cases} \quad (1)$$

числа накопленных частиц $N_{\rm bunch}$ от времени накопления при фиксируемых значениях эффективности захвата ε, потока инжектируемых позитронов $\dot{N}$ и времени жизни частиц сгустка в ловушке τ. При известном потоке $\dot{N}$ первая из асимптотик позволяет определить значение эффективности ε, а вторая – значение $\varepsilon\tau$. Кроме того, фитирование экспериментальной кривой накопления формулой (1) независимо дает значение τ. Типичные параметры для позитронов: $\varepsilon \approx (2{-}6)\,\%$, $\dot{N} \approx 10^4\,\text{с}^{-1}$, $\tau \approx (10{-}20)$ с.

Для измерения поперечных размеров позитронных сгустков использовались подвижный коллектор *9* и сцинтилляционный счетчик. Поперечные размеры электронных сгустков фиксировались с помощью свечения люминофора в области *9* при помощи CCD-камеры.

Позитроны, накопленные в ловушке, сбрасываются на коллектор *9*. Родившиеся аннигиляционные гамма-кванты регистрируются сцинтилляционным счетчиком в аналоговом режиме. Чувствительность счетчика прокалибрована на эталонном β^+-источнике. Она составляет $N_{\rm trap} = 6.66 \cdot 10^3 V_{[\rm V]}$ позитронов, где $V_{[\rm V]}$ – амплитуда сигнала в вольтах. Сигнал от одиночного позитрона имеет амплитуду $V_1 = 10$ мВ. Отсюда статистическая ошибка измерения $\Delta N_{\rm trap}/N_{\rm trap} = 0.1/V_{[\rm V]}$. Поток позитронов, инжектируемый в ловушку, измеряется тем же счетчиком в режиме счета при открытой ловушке: $\dot{N}_{e+} = 66.6 \dot{N}_{\rm counts}$. При работе на электронах заряд, накопленный в ловушке, сбрасывается на коллектор и измеряется с помощью усилителя тока, имеющего эквивалентное входное сопротивление $R = 300$ кОм. Длительность импульса (FWHM) 1 мкс. Соответственно $N_{\rm trap} = 2.1 \cdot 10^7 V_{[\rm V]}$.

Принципиально новые результаты были получены в измерениях "RW-спектров" – зависимостей $N_{\rm bunch}$, ε и τ от частоты RW-поля. Впервые в едином подходе исследованы режимы разных (низких и высоких) интенсивностей потоков инжектируемых частиц и накопленных сгустков, найдены новые низкочастотные резонансы частоты RW-поля, вызывающие существенное увеличение числа накопленных частиц (рис. 2). Обнаружены "антирезонансы"

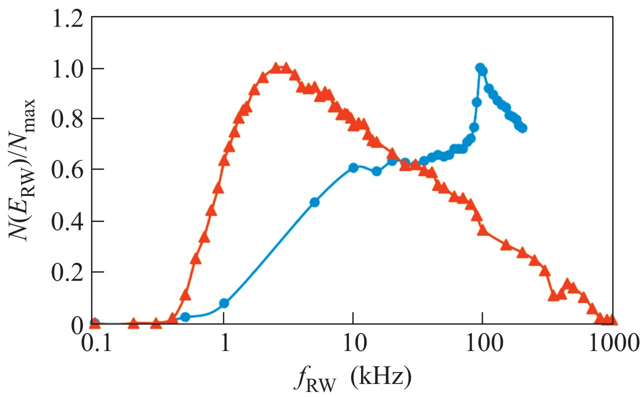

Рис. 2. Зависимости числа накопленных позитронов (треугольники) и электронов (кружки; нормировка на максимум) от частоты RW-поля. Амплитуда RW-поля 1 В, давление буферного газа в области накопления 2.75 мкТорр

на низких (порядка десятков Гц) частотах RW-поля, когда вращение поля приводит к полному разрушению накопленных сгустков.

Эффективность действия RW-поля существенно зависит от распределения потенциалов электродов ловушки (рис. 1). Резонансная частота растет экспоненциально с числом частиц в сгустке $N_{\rm bunch}$ (рис. 3). Эффективность накопления на резонансной частоте возрастает по мере накопления частиц $N_{\rm bunch}(t)$, достигает максимума и затем несколько снижается. С ростом давления буферного газа (в эксперименте – в области накопления от 1.5 до 4.0 мкТорр) время жизни частиц медленно падает (на 20 %), тогда как эффективность накопления растет (в 3 раза). В результате произведение $\varepsilon\tau$, определяющее предельное значение $N_{\rm bunch}$ (1), монотонно возрастает (в 2.5 раза). Такое соотношение параметров ε, τ и их произведения $\varepsilon\tau$ также найдено впервые.

Экспериментальные результаты послужили основанием для формулирования модели механизма накопления частиц в ловушке ПМС. Прежде всего стало ясно, что движение частиц можно разделить на

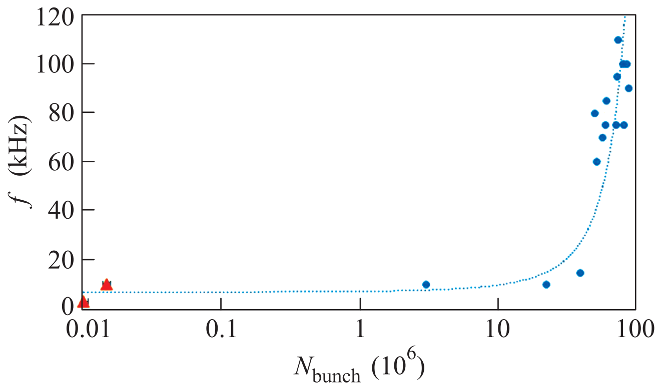

Рис. 3. Зависимость резонансной частоты от количества частиц $N_{\rm bunch}$, накопленных за 20 с: кружки – электроны, треугольники – позитроны; пунктирная линия – тренд $y(x) = 6.9514\exp(0.0374x)$

быстрое продольное вдоль оси симметрии ловушки и относительно медленное в плоскости, поперечной этой оси (что отмечено в нашей предыдущей публикации [17]). Характеристики продольного движения в виде затухающих осцилляций (bounce-oscillations) определяются продольной составляющей электрического поля электродов и "трением", возникающим в столкновениях с молекулами буферного газа. На поперечное движение основное действие оказывают однородное продольное магнитное поле и радиальная составляющая электрических полей электродов ловушки и пространственного заряда накопленного сгустка, а также трение столкновений.

Траектория движения частицы в поперечной плоскости в области вне RW-поля представляет собой результат сложения быстрого циклотронного вращения и медленного "магнетронного" вращения относительно оси симметрии статических электрических полей ловушки и сгустка. Трение, возникающее в столкновениях, приводит к сжатию орбит циклотронного вращения и раскручиванию траекторий магнетронного движения – диффузии накапливаемых частиц на стенки вакуумной камеры с последующей гибелью. Буферный газ необходим для захвата частиц в область накопления. Однако его действие значительно уменьшает время жизни частиц. Вращающееся электрическое поле в электроде *4* (рис. 1), являясь консервативным, способно (как ни кажется парадоксальным!) уменьшать размеры сгустка, увеличивать время жизни частиц и, как следствие, эффективность их накопления. Этот эффект имеет место (как уже отмечалось в [17]), если частота RW-поля согласована с частотами $\omega_{\rm magn}$ магнетронного вращения и продольных осцилляций частиц. В противном случае среднее по времени действие RW-поля равно нулю. В области RW-поля частица из начальной точки (x_0, y_0) влета в поле движется по круговой траектории радиуса $R_{\rm RW}(z) = cE_{\rm RW}(z)/B\omega_{\rm RW}$ с центром в точке $(x_0 - R_{\rm RW}\cos\alpha,\ y_0 - R_{\rm RW}\sin\alpha)$, где $E_{\rm RW}$ и $\omega_{\rm RW}$ – амплитуда и частота RW-поля, $B = 0.1$ Тл – однородное магнитное поле соленоида ловушки, α – угол между вектором $E_{\rm RW}$ и осью x в момент влета. Это результат точного решения уравнений движения частицы при постоянном вдоль оси z поле $E_{\rm RW}$ и "замагниченности" частицы (ее ларморовский радиус много меньше $R_{\rm RW}$). За время $\tau_{\rm RW}$ пребывания в RW-поле частица проходит отрезок дуги окружности $\Delta s = R_{\rm RW}\tau_{\rm RW}$, смещаясь к оси ловушки, если в момент влета угол α имеет оптимальное значение. За период продольных колебаний частицы $T_{\rm bounce}$ вектор RW-поля поворачивается на угол $\Delta\varphi_{\rm RW} = \omega_{\rm RW}T_{\rm bounce}$, а частица смещается по азимуту относительно оси ловушки на угол

$$\Delta\varphi_e = \int\limits_0^{T_{\rm bounce}} \omega_{\rm magn}(t)dt + \omega_{\rm RW}\tau_{\rm RW},$$

где $\tau_{\rm RW}$ – время пребывания частицы в RW-поле. Из равенства $\Delta\varphi_{\rm RW} = \Delta\varphi_e + 2\pi n$, где n – целое, следует условие резонанса:

$$(\omega_{\rm RW})_{\rm res} = \frac{\int\limits_0^{T_{\rm bounce}} \omega_{\rm magn}(t)dt + 2\pi n}{T_{\rm bounce} - \tau_{\rm RW}}. \qquad (2)$$

Эта формула "3D-резонанса" – приближенная. Она справедлива при

$$\Delta s \ll R_{\rm RW},\ \text{или}\ \omega_{\rm RW}\tau_{\rm RW} \ll 1. \qquad (3)$$

Условие (3) хорошо выполняется при $\omega_{\rm RW} < 2\pi \times 10^5\,{\rm с}^{-1}$ ($f_{\rm RW} < 100$ кГц), поскольку характерное значение $\tau_{\rm RW}$, полученное численным моделированием, составляет порядка 400 нс. Отметим, что $T_{\rm bounce}$ и $\tau_{\rm RW}$, а следовательно, и $(\omega_{\rm RW})_{\rm res}$ зависят от энергии частицы. Поэтому RW-спектр отражает распределение частиц в ловушке по энергии и каждая частота является "резонансной" для частиц с определенной энергией.

Численные оценки для ловушки LEPTA (рис. 1) дали хорошее согласие с формулой (2). Так, при движении частиц вдоль оси ловушки типичные значения их частоты магнетронного вращения в области накопления меняются при низкой интенсивности сгустка от единиц-десятков Гц до единиц кГц. Частота магнетронного вращения максимальна вблизи точек поворота частиц в областях *4*, *7*–*8*. Период баунс-осцилляций в зависимости от энергии частицы и распределения потенциалов в ловушке изменяется от единиц до сотен мкс. При этом время пребывания частиц в RW-поле может составлять значительную часть периода баунс-осцилляций при локализации частиц в области накопления и уменьшается по мере роста энергии частиц. Оценки $(\omega_{\rm RW})_{\rm res}$ (2) при низкой интенсивности сгустка в ловушке LEPTA дают величину порядка 1 кГц.

С повышением интенсивности определяющую роль начинает играть азимутальный дрейф в скрещенных полях пространственного заряда сгустка и продольном магнитном поле (рис. 3). Наличие "антирезонансов" – провалов RW-спектров в области предельно низких частот RW-поля (рис. 2) – не противоречит 3D-модели: поперечный дрейф в скрещенных квазистатическом RW-поле и постоянном магнитном поле выносит частицы на стенку вакуумной камеры.

Для накопления частиц нужно, чтобы их радиальное движение (дрейф) под действием RW-поля прекратилось в приосевой области ловушки. Это происходит в ПМС-ловушке по нескольким причинам. Главная из них – уменьшение энергии частиц в столкновениях с буферным газом (термализация смеси газ – частицы к комнатной температуре). В результате глубина проникновения частицы в область RW-поля постепенно уменьшается со временем (см. зависимость $U(z)$ на рис. 1). Поскольку же RW-поле быстро спадает на стыке электродов *4* и *5*, уменьшается и радиус окружности-траектории $R_{\rm RW}(z)$. Процесс заканчивается образованием сгустка частиц в приосевой области потенциальной ямы ловушки (внутри электродов *5*, *6*). Конкурирующий процесс – диффузия в столкновениях с буферным газом – компенсируется действием RW-поля. Такая схема накопления подтверждается зависимостью ε и τ от давления буферного газа (см. выше).

Определяющая роль действия RW-поля подтверждается также результатом наших экспериментов с изменением стандартного распределения потенциалов – со "сдвигом" области накопления от разрезного электрода *4* к электроду *7* (рис. 1) (в этом случае запирающий потенциал подавался на электрод *8*, закрытый крупноячеистой сеткой). Вращающееся поле продолжало влиять на эффективность накопления только при увеличении амплитуды RW-поля в несколько раз. Это согласуется с нашими расчетами действия RW-поля, "провисающего" в область соседних электродов.

Существенную роль при выборе распределения потенциалов ловушки играет область переходов с одного уровня потенциала на другой на стыке электродов *2*–*3* и *3*–*4*. Здесь частицы, отразившиеся от поля запирающего электрода *7*, могут довольно долго пребывать в области одного из стыков (в эксперименте наблюдалась острая зависимость эффективности накопления от значения потенциала электрода *3*). Эта и другие тонкости настройки ловушки указывают на существование скрытых пока возможностей совершенствования режимов накопления частиц. В частности, мы рассматриваем вариант продления RW-поля в область электрода *3*.

Проведенное рассмотрение показывает, что при постоянной частоте RW-поля накопление должно идти с изменяющейся эффективностью захвата ε. Вначале, когда частиц в сгустке мало, значение частоты $\omega_{\rm magn}$ мало́ и лежит далеко от $\omega_{\rm RW}$, как будто RW-поле почти полностью отсутствует. По мере накопления частиц $\omega_{\rm magn}$ и эффективность действия RW-поля возрастают, пока число накопленных частиц не выходит на насыщение (что мы и видим в эксперименте). Соответственно мы планируем эксперимент со сканированием частоты $\omega_{\rm RW}$.

Результаты, полученные в работе, будут более детально представлены в следующей публикации.

---

1. Х. Демельт, УФН **160**, 129 (1990) [H. Dehmelt, Rev. Mod. Phys. **62**, 525 (1990)].
2. C. M. Surko, M. Leventhal, and A. Passner, Phys. Rev. Lett. **62**, 901 (1989).
3. J. R. Danielson, D. H. E. Dubin, R. G. Greaves, and C. M. Surko, Rev. Mod. Phys. **87**, 247 (2015).
4. D. B. Cassidy and A. P. Mills, Nature **449**, 195 (2007).
5. C. Amole, M. D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, E. Butler, A. Capra, C. L. Cesar, M. Charlton, S. Eriksson, J. Fajans, T. Friesen, M. C. Fujiwara, D. R. Gill, A. Gutierrez, J. S. Hangst, W. N. Hardy, M. E. Hayden, C. A. Isaac, S. Jonsell, L. Kurchaninov, A. Little, N. Madsen, J. T. K. McKenna, S. Menary, S. C. Napoli, P. Nolan, K. Olchanski, A. Olin, A. Povilus, P. Pusa, C. Ø. Rasmussen, F. Robicheaux, E. Sarid, D. M. Silveira, C. So, T. D. Tharp, R. I. Thompson, D. P. van der Werf, Z. Vendeiro, J. S. Wurtele, A. I. Zhmoginov, and A. E. Charman, Nature (London) **483**, 439 (2012).
6. N. Kuroda, S. Ulmer, D. J. Murtagh, S. Van Gorp, Y. Nagata, M. Diermaier, S. Federmann, M. Leali, C. Malbrunot, V. Mascagna, O. Massiczek, K. Michishio, T. Mizutani, A. Mohri, H. Nagahama, M. Ohtsuka, B. Radics, S. Sakurai, C. Sauerzopf, K. Suzuki, M. Tajima, H. A. Torii, L. Venturelli,

B. Wuñschek, J. Zmeskal, N. Zurlo, H. Higaki, Y. Kanai, E. Lodi Rizzini, Y. Nagashima, Y. Matsuda, E. Widmann, and Y. Yamazaki, Nat. Comm. **5**, 3089 (2014).

7. X. P. Huang, F. Anderegg, E. M. Hollmann, C. F. Driscoll, and T. M. O'Neil, Phys. Rev. Lett. **78**, 875 (1997).
8. R. G. Greaves and C. M. Surko, Phys. Rev. Lett. **85**, 1883 (2000).
9. J. R. Danielson and C. M. Surko, Phys. Plasmas **13**, 055706 (2006).
10. D. B. Cassidy, T. H. Hisakado, H. W. K. Tom, and A. P. Mills, Jr., Phys. Rev. Lett. **108**, 133402 (2012).
11. R. G. Greaves and J. M. Moxom, Phys. Plasmas **15**, 072304 (2008).
12. C. A. Isaac, C. J. Baker, T. Mortensen, D. P. van der Werf, and M. Charlton, Phys. Rev. Lett. **107**, 033201 (2011).
13. D. P. van der Werf, C. A. Isaac, C. J. Baker, T. Mortensen, S. J. Kerrigan, and M. Charlton, New J. Phys. **14**, 075022 (2012).
14. C. A. Isaac, Phys. Rev. A **87**, 043415 (2013).
15. I. Meshkov, I. Seleznev, A. Sidorin, A. Smirnov, G. Trubnikov, and S. Yakovenko, NIM B **214**, 186 (2004).
16. Е. В. Ахманова, М. К. Есеев, А. Г. Кобец, И. Н. Мешков, А. Ю. Рудаков, А. А. Сидорин, С. Л. Яковенко, Письма в ЭЧАЯ **9**, 618 (2012) [E. V. Akhmanova, M. K. Eseev, A. G. Kobets, I. N. Meshkov, A. Yu. Rudakov, A. A. Sidorin, and S. L. Yakovenko, PEPAN Lett. **9**, 373 (2012)].
17. М. К. Есеев, А. Г. Кобец, И. Н. Мешков, А. Ю. Рудаков, С. Л. Яковенко, Физика плазмы **39**, 883 (2013) [M. K. Eseev, A. G. Kobets, I. N. Meshkov, A. Yu. Rudakov, and S. L. Yakovenko, Plasma Phys. Rep. **39**, 787 (2013)].