## \_\_\_\_\_ МЕТОДИЧЕСКИЕ \_\_\_\_ Заметки

УДК 533.9

# ОБ УСКОРЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

© 2020 г. А. В. Тимофеев\*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия \*e-mail:Timofeev\_AV@nrcki.ru Поступила в редакцию 11.12.2019 г. После доработки 10.01.2020 г.

Принята к публикации 20.01.2020 г.

Анализ основывается на соотношениях, характеризующих движение заряженных частиц в дрейфовом приближении (*Сивухин Д.В.* // В сб. Вопросы теории плазмы. Вып. 1 /Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963; *Трубников Б.А.* Введение в теорию плазмы. М.: МИФИ, 1968). Отмечено, что ускорение может производиться в устройстве, предложенном в работе *Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 826, для обратного процесса – превращения энергии хаотического движения частиц в электрическую. Магнитное поле такой системы близко к магнитному полю прямого тока. В работе *Beklemishev A.D.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 103506 было предложено использовать для ускорения магнитного поля, являющееся суммой однородного поля и винтового с переменным шагом винта. Ускорение заряженных частиц в такой системе можно рассматривать как результат черенковского резонансного взаимодействия частиц с электрическим полем нулевой частоты. Поддержание резонанса при ускорении частиц может обеспечиваться явлением автофазировки, являющимся следствием постоянства соответствующего адиабатического инварианта (*Нейштадт А.И., Тимофеев А.В.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1706). Для этого шаг винта должен меняться вдоль оси системы достаточно плавно.

*Ключевые слова:* скрещенные поля, ускорение заряженных частиц, адиабатический инвариант, автофазировка

DOI: 10.31857/S0367292120060104

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В плазме в магнитном поле из-за высокой подвижности электронов электрический потенциал обычно выравнивается вдоль силовых линий магнитного поля. Если потенциал различных силовых линий различен, то в плазме присутствует электрическое поле, ортогональное магнитному. Такие поля называют скрещенными. Скрещенные поля использовались для стабилизации желобковой неустойчивости в открытых магнитных ловушках [1-3]. Хотя в скрещенных полях электрическое поле ортогонально магнитному, под влиянием первого может изменяться не только энергия движения заряженных частиц поперек магнитного поля, но и продольная [4]. Для этого необходимо, чтобы магнитное поле было неоднородно, а скорость дрейфа в скрещенных полях имела составляющую вдоль градиента магнитного поля. На данном эффекте основана схема отбора тепловой энергии плазмы и преврашения ее в электрическую (проект рекуператора) [5]. В [6] рассмотрен обратный процесс ускорения заряженных частиц в скрещенных полях для создания тяги в космическом плазменном двигателе.

Настоящая работа продолжает эти исследования. В разд. 2 приведены основные соотношения, характеризующие взаимодействие заряженных частиц со скрещенными полями. Указано, что система, предложенная для превращения тепловой энергии заряженных частиц в электрическую [5], пригодна и для обратного процесса — ускорения частиц. Смена режима работы достигается изменением знака магнитного поля и области инжекции заряженных частиц.

В разд. 3 используется подход, в котором ускорение заряженных частиц скрещенными полями при винтовом магнитном поле рассматривается как черенковское резонансное взаимодействие в режиме автофазировки. Законность такого подхода может обеспечиваться существованием адиабатического инварианта, характеризующего движение заряженных частиц вдоль магнитного поля.

### 2. УСКОРЕНИЕ В ДРЕЙФОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В плазме, давление которой мало по сравнению с давлением магнитного поля, скорость дрейфового движения заряженных частиц (ионов) дается выражением

$$\mathbf{V}_{dr} = \frac{c}{eB^3} \left( \varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{\parallel} \right) \mathbf{B} \times \nabla B + \frac{c}{B^2} \mathbf{E} \times \mathbf{B}, \qquad (1)$$

где значки "перпендикулярно" и "параллельно" указывают на направление относительно магнитного поля, остальные обозначения общеприняты. Здесь и ниже рассматривается движение ионов. Роль электронов сводится к выравниванию электрического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля.

Если векторы **B**,  $\nabla B$  и **E** некомпланарны, то скорость дрейфа, вызванная неоднородностью магнитного поля, имеет отличную от нуля проекцию на вектор электрического поля, а скорость дрейфа в скрещенных полях – на вектор  $\nabla B$ . В этом случае заряженная частица будет обмениваться энергией с электрическим полем, а величина *B* меняться на ее траектории. В силу сохранения поперечного адиабатического инварианта  $\mu = \varepsilon_{\perp}/B$  изменения магнитного поля вызывают изменения  $\varepsilon_{\perp}$ . Одновременно должна меняться и энергия движения вдоль магнитного поля. При движении в стационарных полях за эволюцией  $\varepsilon_{\parallel}$ можно проследить, используя постоянство полной энергии заряженной частицы

$$\varepsilon = \varepsilon_{\parallel}(\mathbf{r}) + \mu B(\mathbf{r}) + e\psi(\mathbf{r}) = \text{const}, \quad (2)$$

где  $\psi$  – электрический потенциал.

Дифференцируя данное соотношение, получаем

$$\frac{d\varepsilon_{\parallel}}{dt} = -e\left(\mathbf{V}_{dr}\cdot\nabla\right)\psi - \mu\frac{dB}{dt},\tag{3}$$

где обозначено  $d/dt = (\mathbf{V}_{dr} \cdot \nabla) + v_{\parallel}(\mathbf{b} \cdot \nabla), \mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ . Учитывая равенство

$$e(V_{dr}\cdot\nabla)\psi=-\frac{1}{B}(2\varepsilon_{\parallel}+\varepsilon_{\perp})(\mathbf{V}_{dr}\cdot\nabla)B,$$

приводим (3) к виду

$$\frac{d\boldsymbol{\varepsilon}_{\parallel}}{dt} = 2\frac{c\boldsymbol{\varepsilon}_{\parallel}}{B^{3}}\nabla B \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - v_{\parallel}\boldsymbol{\mu} (\mathbf{b} \cdot \nabla) B.$$
(4)

В соответствии с этим выражением в скрещенных полях на заряженную частицу наряду с диамагнитной силой  $f_{\parallel,B} = -\mu(\mathbf{b} \cdot \nabla) B$  действует еще одна, направленная вдоль магнитного поля,

$$f_{\parallel,\mathbf{E}\times\mathbf{B}} = \frac{mcv_{\parallel}}{B^3} \nabla B \cdot (\mathbf{E}\times\mathbf{B}).$$
 (5)

При малом давлении плазмы к виду (5) можно привести одно из слагаемых в продольной компоненте уравнения движения, полученного в [4]. Хотя эта сила пропорциональна электрическому полю, ее знак одинаков для ионов и электронов.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020

Другой ее особенностью является ортогональность электрическому полю.

Под действием силы (5) заряженные частицы могут как отдавать энергию внешнему электрическому полю, так и ускоряться им, причем согласно (4) и (5) характер изменений таков же, как величины магнитного поля B на дрейфовой траектории. Оно убывает при торможении частицы и возрастает при ее ускорении. Этот вывод следует также из выражения для скорости дрейфового движения (1), которое можно представить в виде [5, 7]

$$\mathbf{V}_{dr} = \frac{c}{e} \nabla \left( \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_{\parallel}}{\boldsymbol{B}^2} \right) \times \mathbf{B},$$

где  $\varepsilon_{\parallel}(\mathbf{r}) = \varepsilon - e\psi(\mathbf{r}) - \mu B(\mathbf{r})$ , см. (2). Здесь  $\mu$  постоянно.

Величина  $\eta = \varepsilon_{\parallel} / B^2$  остается постоянной при дрейфе поперек магнитного поля, но может меняться, если частица движется вдоль неоднородного магнитного поля. Этим данная величина отличается от поперечного адиабатического инварианта  $\mu$ , сохраняющегося с хорошей точностью при произвольном движении частиц с малым ларморовским радиусом.

Из (5) следует, что сила  $f_{\parallel, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  максимальна, если векторы  $\nabla B$ , **E**, **B** попарно ортогональны. B [5] такую конфигурацию магнитного и электрического полей предлагалось использовать для преобразования тепловой энергии заряженных частиц в электрическую. Система, предназначенная для этого, имеет вид части тороида прямоугольного сечения ( $r_1 < r < r_2$ ,  $\phi_1 < \phi < \phi_2$ ,  $z_1 < z < z_2$ ). В основном объеме устройства магнитное поле совпадает с полем прямого тока, расположенного на оси (r = 0). На торцах системы  $(\phi \approx \phi_{1,2})$  магнитное поле следует усилить, чтобы создать магнитные пробки, затрудняющие выход частиц. Электрическое поле, параллельное оси тороида, должно создаваться электродами, расположенными на торцах ( $\phi = \phi_{1,2}$ ).

При использовании данного устройства для отбора энергии плазмы, направления скрещенных полей должны быть такими, чтобы заряженные частицы дрейфовали в сторону уменьшения магнитного поля (наружу), При этом будут уменьшаться как их поперечная энергия, так и продольная. Если с помощью данной системы ускорять заряженные частицы (ионы), то следует обратить знак магнитного поля и инжектировать плазму в области слабого магнитного поля. Дрейфуя в скрещенных полях, заряженные частицы будут смещаться к оси, увеличивая свою энергию. При минимальном радиусе, к торцам системы, используемой в качестве двигателя, должны быть присоединены магнитные сопла. В них величина поля будет снижаться до малых значений, характерных для космоса. Магнитные сопла также позволяют преобразовать энергию движения частиц поперек магнитного поля в продольную.

# 3. УСКОРЕНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВИНТОВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

### 3.1. Скрещенные поля

Поскольку на заряженные частицы в скрещенных полях действует сила, направленная вдоль магнитного поля, с ее помощью можно ускорять потоки плазмы, текущие вдоль ведущего магнитного поля. Для этого в работе [6] предлагалось использовать винтовое магнитное поле с переменным шагом винта. Если параметры магнитного поля меняются достаточно плавно, то их изменения можно учесть в рамках метода последовательных приближений.

В нулевом приближении (параметры постоянны) потенциал магнитного поля дается выражением [6, 8]

$$\Phi = B_0 z + \frac{2a}{k} I_1(x) \sin\theta.$$
 (6)

Здесь используется цилиндрическая система координат,  $I_1$  – функция Бесселя мнимого аргумента, x = kr,  $\theta = \varphi - kz$ ,  $B_0$  – однородная составляющая магнитного поля, направленная вдоль оси системы, величина *a* характеризует амплитуду винтовой составляющей. Магнитному потенциалу (6) соответствует магнитное поле

$$\mathbf{B} = \nabla \Phi = \left(2aI_1 \sin\theta; \ 2a\frac{1}{x}I_1 \cos\theta; \ B_0 - 2aI_1 \cos\theta\right). (7)$$

Следуя [6], определим магнитные поверхности соотношением  $\chi(\mathbf{r}) = \text{const}$ , где величина  $\chi(\mathbf{r})$  удовлетворяет уравнению

$$\nabla \Phi \cdot \nabla \chi = 0. \tag{8}$$

Полагая электрическое и магнитное поле скрещенными, будем считать, что электрический потенциал постоянен на магнитных поверхностях  $\psi = F(\chi)$ . Простейшая зависимость, принятая в настоящей работе, имеет вид  $\psi = \chi$ .

Искомое решение (8) дается выражением, см. [6, 8],

$$\Psi = U\left(\frac{r^2}{2}B_0 - \frac{2ar}{k}I_1^{\prime}\cos\theta\right), \qquad (9)$$

где  $U = kE_0/a = \text{const}, E_0 - \text{электрическое поле}$ на оси. Электрический потенциал (9) характеризует электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\nabla \boldsymbol{\Psi} = \tag{10}$$

$$= -U\left(rB_0 - \frac{2a}{k}\left(xI_1'\right)'\cos\theta; \frac{2a}{k}I_1'\sin\theta; -\frac{2a}{k}xI_1'\sin\theta\right).$$

В [6, 8] приведены формулы для  $\psi$  и  $\Phi$  в виде сумм по азимутальным гармоникам. Более простой случай одной гармоники позволяет выявить основные закономерности процесса ускорения частиц. В [6] он связывается с уменьшением "продольного волнового числа" k по ходу плазменного потока.

#### 3.2. Ускорение и автофазировка

Электрические поля, периодически зависящие от координат, вызывают систематические изменения энергии заряженных частиц, если изза движения частиц поле становится постоянным в системе отсчета, связанной с частицей. В [6] такой режим движения был назван резонансным. Ускорение может вывести частицы из этого режима. Однако явление автофазировки позволяет продолжить ускорение. Как известно, режим автофазировки был использован в ускорителях элементарных частиц. В [9] было отмечено, что явление автофазировки следует из постоянства адиабатического инварианта. Режим автофазировки действует при выполнении ряда условий, а именно, на плоскости переменных, характеризующих движение (фазовая плоскость), должны иметься "точки покоя", окруженные замкнутыми траекториями (эллиптические точки покоя). Если в системе отсчета, связанной с частицей, параметры устройства постоянны, то движение является периодическим. При достаточно медленном изменении параметров движение будет близким к периодическому. В этом случае остается постоянным адиабатический инвариант, равный площади, охватываемой фазовой траекторией. Из-за его постоянства траектория частицы на фазовой плоскости остается "привязанной" к точке покоя. Если смещение точки покоя на фазовой плоскости, вызванное изменениями параметров системы, требует увеличения энергии частицы, то она будет ускоряться.

В интересующем нас случае процесс взаимодействия заряженных частиц со скрещенными полями удобно анализировать, используя переменные  $v_{\parallel}$ ,  $\theta$ . В точках покоя должны обращаться в нуль величины  $\dot{v}_{\parallel}$ ,  $\dot{\theta}$ . В соответствии с [6], на плоскости  $v_{\parallel}$ ,  $\theta$  существует эллиптическая точка покоя  $v_{\parallel} = v_{\parallel,s}$ ,  $\theta = 0$ , см. ниже, причем  $v_{\parallel,s} \propto 1/k$ . Поэтому при увеличении периода модуляции магнитного поля продольная скорость частиц, движущихся на фазовой плоскости по траекториям, окружающим эллиптическую точку покоя, должна возрастать.

Чтобы выделить процесс ускорения заряженных частиц скрещенными полями, будем считать, что в систему втекает холодная плазма, кинетическая энергия частиц которой мала по сравнению с запасом потенциальной энергии в электри-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020

ческом поле. Соответственно, пренебрежем диамагнитной силой  $f_{\parallel,B}$ , считая ее малой по сравнению с силой  $f_{\parallel,E\times B}$ . Это предположение исключает из рассмотрения хорошо изученный процесс преобразования поперечной энергии заряженных частиц в продольную в магнитном сопле. Он используется, например, при накачке энергии в плазму посредством ИЦР нагрева [10].

Учитывая это условие, а также то обстоятельство, что величины  $B, \psi$  зависят лишь от переменных  $r, \theta$ , получаем

$$\dot{\boldsymbol{\theta}} = v_{\parallel} \left( \mathbf{b} \cdot \nabla \right) \boldsymbol{\theta} + \left( \frac{c}{B^2} \frac{\partial \boldsymbol{\psi}}{\partial r} + \frac{c \boldsymbol{\varepsilon}_{\parallel}}{e B^3} \frac{\partial B^2}{\partial r} \right) \left( \nabla \boldsymbol{\theta} \times \mathbf{b} \right)_r.$$
(11)

При приближенном анализе можно опустить в (11) слагаемое, пропорциональное скорости центробежного дрейфа, так как продольная энергия частица  $\varepsilon_{\parallel}$  не превышает величину  $e\Delta \psi$  ( $\Delta \psi$  – перепад потенциала в пределах системы), а винтовая составляющая магнитного поля должна быть мала по сравнению с однородной, чтобы обеспечить направленное движение заряженных частиц. Учет центробежного дрейфа несколько меняет резонансную скорость  $v_{\parallel s}$ , при которой  $\dot{\theta} = 0$ , см. ниже. Опуская в (11) "центробежное слагаемое", приводим (11) к виду

$$\dot{\theta} = \left(cU\frac{B_0}{B} - kv_{\parallel}\right) \left(B_0 - 2a\left(1 + \frac{1}{x^2}\right)I_1\cos\theta\right) \frac{1}{B}.$$
 (12)

Электрическое поле (10) можно рассматривать как поле колебаний с нулевой частотой и фазой  $\theta = \varphi - kz$ , которой соответствует волновой вектор  $\mathbf{p} = (0; 1/r; -k)$ . Заряженные частицы будут находиться в состоянии резонанса [6] с этим полем при выполнении условия

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{v} = \mathbf{0},\tag{13}$$

где  $\mathbf{v} = \mathbf{V}_{dr} + \mathbf{b} v_{\parallel}$ .

Согласно (12), (13) в скрещенных полях (7), (10) продольная скорость резонансных частиц равна

$$v_{\parallel s} = \frac{c U}{k} \frac{B_0}{B}.$$
 (14)

В соответствии с (14) и как указано в [6], продольная скорость резонансных частиц должна возрастать по мере увеличения шага винта (уменьшения величины k). Гарантией сохранения состояния резонанса является постоянство адиабатического инварианта, характеризующего осцилляции частиц в окрестности эллиптической точки покоя в эффективной потенциальной яме, созданной скрещенными полями,

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint v_{\parallel} d\theta.$$
 (15)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 6 2020

Чтобы убедиться в существовании "ямы", рассмотрим движение ионов вдоль магнитного поля. В рассматриваемом случае сила (5), действующая со стороны скрещенных полей на ионы в окрестности точек покоя  $\theta \approx 0, \pi$ , дается выражением

$$f_{\parallel,\mathbf{E}\times\mathbf{B}} = \frac{mcv_{\parallel}}{B^3} B_0 \left[\nabla \boldsymbol{\Psi} \times \nabla B\right]_z$$

Для винтовых скрещенных полей это выражение оказывается довольно громоздким. Оно существенно упрощается при  $kr \ll 1$ . В этом случае в окрестности эллиптической точки покоя ( $\theta = 0$ ), уравнение движения вдоль магнитного поля принимает вид

$$\dot{v}_{\parallel 1} = \frac{c v_{\parallel s} U k r a B_0}{B^4} \Big( B_0^2 - \frac{3}{4} a^2 \Big) \theta.$$
(16)

При тех же предположениях изменения фазы  $\theta$ описываются уравнением

$$\dot{\theta} = \frac{1}{B} \left( -B_0 + \frac{a}{kr} \right) k v_{\parallel 1}, \tag{17}$$

где  $v_{\parallel 1} = v_{\parallel} - v_{\parallel s}$ . Ограничение конфигурациями скрещенных полей, вытянутых вдоль оси ( $kr \ll 1$ ), значительно упрощает формулы. Оно естественно, так как в противоположном случае ( $kr \gg 1$ ) винтовое поле прижато к проводникам, занимая малую часть системы.

В рассматриваемом случае состояние заряженных частиц (ионов) полностью характеризуется переменными r,  $\theta$ ,  $v_{\parallel}$ . Эволюция величин  $\theta$ , $v_{\parallel}$  в окрестности эллиптической точки покоя описывается уравнениями (16), (17); при этом, как следует из уравнения (2), радиус r осциллирует около некоторого среднего значения, которое может рассматриваться как параметр.

Из уравнений (16), (17) вытекает, что точка покоя  $\theta = 0$ ,  $v_{\parallel} = v_{\parallel s}$ , является эллиптической при достаточно большой продольной составляющей магнитного поля  $B_0 \mathbf{z}^0$ , когда выполняется условие  $kr > a/B_0$ . Поэтому область малых значений радиуса, в которой  $kr < a/B_0$ , не представляет интереса для рассматриваемого механизма ускорения ионов.

Продольное магнитное поле необходимо для ускорения и по другой причине. При  $B_0 = 0$  векторы **B**, **E**,  $\nabla B^2$  лежат в одной плоскости, проходящей через  $\mathbf{r}^0$ ,  $\nabla \theta$ , и поэтому обращаются в нуль как сила  $f_{\parallel,\mathbf{E}\times\mathbf{B}}$ , так и второе слагаемое в правой части (11).

Уравнения (16), (17) позволяют рассчитать адиабатический инвариант (15). На фазовых траекториях вблизи эллиптической точки покоя переменные  $v_{\parallel}, \theta$  осциллируют с частотой, для которой справедлива оценка

$$\omega \approx c U \left( kr \frac{a}{B_0} \right)^{1/2}$$

Если величина k уменьшается вдоль оси системы, и эти изменения достаточно медленны  $\omega L/v_{\parallel} \ge 1$  (L – характерный масштаб изменения k), то в соответствии с (14) частица (ион) будет ускоряться. Одновременно в силу сохранения полной энергии она должна смещаться по электрическому полю.

Следует отметить, что выше был принят ряд условий, упрощающих задачу и обеспечивающих возможность аналитического рассмотрения. В частности, считалось, что диамагнитная сила мала по сравнению с силой, действующей на заряженные частицы со стороны скрещенных полей. Это предположение справедливо, если  $cv_{\parallel,s}U \ge v^2k \max(1,\beta)$ ,  $\beta = (1/kr)(a/B_0)$ . Учитывая соотношение  $U = kE_0/a$ , данное условие можно представить в виде  $V_E \ge v (a/B_0)^{1/2} \max(1,\beta^{1/2})$ , где  $V_E = c(E_0/B_0)$ .

# 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе ускорение заряженных частиц в скрещенных полях анализируется с помощью известных соотношений, описывающих движение частиц в дрейфовом приближении. Отмечено, что ускорение можно производить в устройстве, предложенном ранее для отбора энергии плазмы и превращения ее в электрическую — проект рекуператора [5]. В основной части данного устройства магнитное поле совпадает с полем прямого провода. В работе [6] предлагалось ускорять частицы в скрещенных полях, причем магнитное поле должно было представлять суперпозицию однородного поля и винтового с переменным шагом винта. В настоящей работе показано, что механизм ускорения заряженных частиц в такой системе, рассматриваемый в [6], можно считать следствием черенковского резонансного взаимодействия в режиме автофазировки. Сохранение этого режима в процессе ускорения гарантируется постоянством адиабатического инварианта, характеризующего осцилляции заряженных частиц вдоль магнитного поля.

Автор благодарен М.И. Михайлову за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-29-21002.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Богданов Г.Ф., Головин И.Н., Кучеряев Ю.А., Панов Д.А. // Ядерный синтез. 1962. Приложение. Т. 1. С. 215.
- 2. Бехтенев А.А., Волосов В.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1450.
- Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chashin M.S., Soldatkina E.F. // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 57. P. 351.
- Сивухин Д.В. В сб. Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 7.
- 5. *Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 826.
- 6. Beklemishev A.D. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 103506.
- 7. *Трубников Б.А.* Введение в теорию плазмы. М.: МИФИ, 1968.
- 8. *Морозов А.И., Соловьев Л.С.* В сб. Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3.
- 9. Нейштадт А.И., Тимофеев А.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1706.
- Bering E.A., Diaz F.R., Squire J.P., Glower T.W., Carter M.D., McGaskill G.F., Longmier B.W., Brukhard M.S., Chansery W.J., Jacobson V.T. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 043509.