

НАГРЕВ ИОНОВ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ИХ НАГРЕВА В СЕПАРАЦИОННЫХ УСТРОЙСТВАХ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Е.И. Скибенко, Ю.В. Ковтун, Е.А. Корнилов, О.Ф. Ковник, А.М. Егоров, В.Б. Юферов
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина

E-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua

Расчетно-экспериментальным путем определены скорость вращения плазменных слоев с постоянной плотностью в скрещенных электрических и магнитных полях, напряженность радиального электрического поля в плазме, энергия ионов плазмы в широком диапазоне изменения напряженности магнитного поля и плотности плазмы. Показана необходимость управления спектром колебаний в пучково-плазменном разряде, обеспечивающем возбуждение необходимых ионных колебаний для разделения вещества. Управление спектром возбуждаемых колебаний, увеличение эффективности использования пучково-плазменного разряда (ППР), его перестройка по выделению необходимых фракций разделяемого вещества могут осуществляться различными способами модуляции электронного пучка.

Большинство [1] действующих и вновь создаваемых магнитоплазменных установок для разделения вещества на элементы и их изотопы используют ВЧ- и СВЧ-методы для создания и нагрева плазмы. При этом в зоне разделения применяются технические устройства и средства, частично размещаемые как внутри сепарационных объемов (камер), например, спиральные (винтовые) ВЧ-антенны, так и снаружи их, например, ВЧ-генераторы. Переход на другой (по массе) сорт ионов требует, как правило, замены ВЧ-генератора в целом или его отдельных блоков. Более простой в создании и эксплуатации методикой обеспечения разделительной технологии по сравнению с ИЦР-методом можно считать пучково-плазменный разряд (ППР), как средство достижения поставленной цели. В этом случае, как минимум, не требуется замена отдельных узлов и блоков установки при изменении режима ее работы или загрузки. Действительно, возбуждение в пучково-плазменном разряде различных ветвей ВЧ- и НЧ-колебаний, необходимых для нагрева частиц плазмы, приводит к тому, что в этом случае отпадает необходимость в использовании внешних ВЧ-генераторов для нагрева или догрева плазмы.

Целью настоящей работы является определение возможности нагрева тяжелых ионов (с массовым числом $M \gg 1$) и перестройки процесса их нагрева для выделения необходимых фракций разделяемого вещества без замены элементной базы сепарирующего устройства с помощью пучков нерелятивистских электронов ($v_e/c \leq 0,5$ и $E_e \ll E_0 = m_0 c^2$). На Рис.1 приведено схематическое изображение магнито-плазменного сепарирующего устройства на основе пучково-плазменного разряда [1,2]. Отличительными его чертами от известных устройств подобного типа являются: способ создания и нагрева плазмы, возможность использования испарительных и распылительных механизмов подачи рабочего вещества в разряд, конструктивное упрощение за счет отказа от использования внешних ВЧ-генераторов и внутренних антенных устройств для образования и на-

грева, снижение жесткости требований к параметрам магнитной системы, уменьшение энергетических затрат на создание и нагрев плазмы.

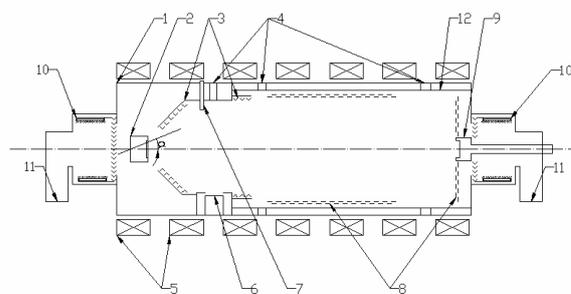


Рис.1. Схема сепарационного устройства ОПН-1 на основе пучково-плазменного разряда:

- 1 – вакуумная камера; 2 – электронная пушка;*
- 3 – радиационные экраны; 4 – диагностические окна;*
- 5 – магнитные катушки; 6 – блок фазовых превращений; 7 – натекатель поджигающего газа;*
- 8 – приемные пластины; 9 – приемник пучка;*
- 10 – криогенный насос; 11 – откачной пост;*
- 12 – лайнер; а – угол пространственной ориентации электронного пучка*

Для определения ионной температуры плазмы в ППР использовался анализатор нейтральных частиц, а также термопарный зонд. Анализатор нейтралов располагался поперек магнитного поля; на его входную щель попадали только перезаряженные ионы, вылетающие из плазмы. Анализатор и его детектор калибровались пучком ионов аргона заданной энергии. Потери нейтралов за счет обдирки на остаточном газе составляли $\leq 1\%$ при эффективности обдирки внутри анализатора на сверхзвуковой струе Ar более 10%. Для измерения средней энергии ионов применялся термопарный зонд, который располагался поперек магнитного поля. Зонд калибровался в импульсном режиме электронным пучком, интенсивность которого измерялась поясом Роговского и цилиндром Фарадея, а в стационарном режиме – ионным пучком с известным током. Чувствительность термозонда составила $7 \cdot 10^{-3}$ Дж/мВ. Было

проведено разделение вклада корпускулярного и светового излучения, приходящего из плазмы. Для этого торец зонда закрывался кварцевым фильтром. Амплитуда сигнала при этом уменьшалась в 10-15 раз, что позволило сделать вывод о том, что основной вклад в энергетический поток, регистрируемый зондом, вносят частицы, излучаемые плазмой разряда. На Рис.2,а приведена зависимость сигнала термозонда от напряженности магнитного поля. В полях при $H_0 \leq 10$ кЭ уровень сигнала практически не изменяется и только при $H_0 > 10$ кЭ начинается заметный рост термоЭДС. На основании данных Рис.2,а и других ему подобных зависимостей была вычислена средняя энергия E_i быстрых частиц плазмы, которая оказалась равной 100...200 эВ. При увеличении мощности пучка величина E_i возрастала до 400 эВ. На Рис.2,б представлены зависимости средней энергии частиц от напряженности магнитного поля для различных плотностей плазмы. Наряду с измерением потока энергии, уносимого из плазмы быстрыми нейтральными атомами, с помощью детектора нейтралов производилось измерение их энергетического распределения. Как и в случае с термозондом, заметный рост потока нейтралов начинается со значения $H_0 > 10$ кЭ, а максимум зависимости $I_0 = f(n_0)$ лежит при значениях $n_0 = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. По результатам этих измерений было получено энергетическое распределение частиц, вышедших из плазмы, которое приведено на Рис.3 для нескольких значений магнитного поля. Считая, что распределение ионов плазмы носит максвелловский характер, можно определить их температуру, которая по порядку величины согласуется с результатами термозондовых измерений. Были зафиксированы также нейтралы с энергией до 24 кэВ, но количество этих частиц невелико. Появление ионов с такими энергиями свидетельствует о том, что их ускорение происходит на расстоянии много меньше ларморовского радиуса и что ускорение частиц происходит в полях с большой напряженностью. Считая, что средняя энергия ионов, вылетающих из плазмы, примерно равна средней энергии нейтральных атомов, вылетающих из плазмы, получаем, что энергосодержание NT_i плазмы по ионам составляет $(6...8) \cdot 10^{16} \text{ эВ/см}^3$, что более, чем на порядок меньше энергосодержания плазмы по электронам, которое равняется $1,5 \cdot 10^{18} \text{ эВ/см}^3$.

Как указывалось ранее [3], в пучковоплазменном разряде наряду с нагревом электронов происходит также нагрев ионов. С учетом работ [4,8] можно указать на два возможных объяснения факта нагрева ионов плазмы. Первое связано с возникновением в разряде радиального электрического поля, приводящего к вращению плазмы, помещенной в продольное магнитное поле, с равновесной круговой частотой:

$$\omega_{ep} = \frac{c}{rH_z} \left(E_r + \frac{mv_{ep}^2}{er} \right), \quad (1)$$

где E_r – напряженность радиального электрического поля; H_z – напряженность магнитного поля; r – поперечный размер системы; v_{ep} – скорость вращения плазмы.

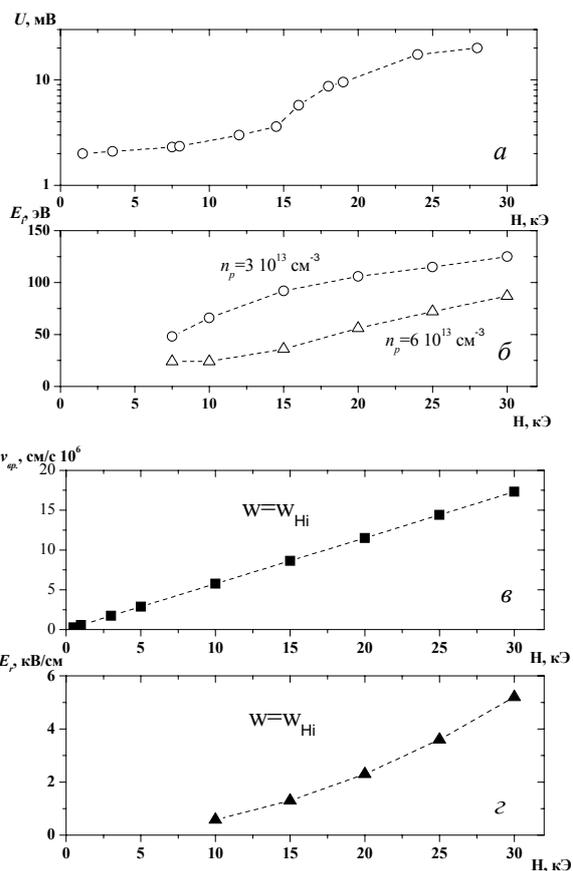


Рис.2. Зависимость амплитуды сигнала термозонда (а), средней энергии частиц плазмы поперек магнитного поля (б), расчетных величин скорости вращения плазмы (в) и напряженности радиального электрического поля (г) от напряженности продольного магнитного поля

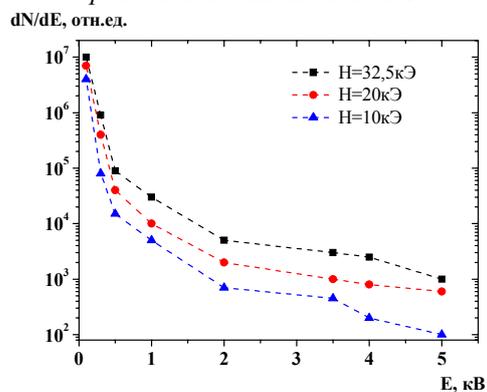


Рис.3. Энергетическое распределение быстрых нейтральных атомов перезарядки, вылетающих из плазмы поперек магнитного поля

Влияние центробежной силы, приводящей к вращению электронов и ионов в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} - полях с разной частотой, учитывается членом $\left(\frac{mv_{ep}^2}{er} \right)$. Известно [7,8], что относительное движение различных по заряду и массе компонент плазмы приводит к неустойчивости плазмы относительно продольных колебаний вращающейся плазмы и возникновению ионно-циклотронных колебаний с частотами и инкрементами порядка ионной циклотронной частоты ($\omega \sim \omega_{Hi}$), когда частота вращения стано-

вится порядка ω_{Hi} . Полагая, что потенциал плазмы порядка kT , т.е. $eU \sim kT$, получаем напряженность электрического поля $E_r = eU/r$. Знание величины напряженности электрического поля E_r позволяет оценить частоту ω_{ep} и скорость v_{ep} вращения плазмы, среднюю энергию ионов, что необходимо для достижения сепарационного эффекта. На Рис.2,в,г приведены расчетные зависимости скорости вращения плазмы в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} - полях и напряженности радиального электрического поля от напряженности магнитного поля для случая $\omega_{вр} \approx \omega_{Hi}$ и принятых параметров разряда и установки [1]. Второе возможное объяснение нагрева ионов связано с выводом работ [4,5] о том, что высокочастотные волны большой амплитуды, возбуждаемые мощным электронным пучком в плазме, неустойчивы относительно возбуждения низкочастотных волн. Это приводит к тому, что электронные пучки могут эффективно греть электроны и ионы плазмы.

Многочисленными исследованиями пучково-плазменного разряда в магнитном поле показано, что в нем возбуждается широкий спектр высокочастотных (ВЧК) и низкочастотных колебаний (НЧК) [9-13]. В ВЧ-спектре ППР возбуждаются колебания на характерных частотах: электроноплазменной (ω_{pe}), электроноциклотронной (ω_{He}) и верхнегибридного резонанса (Ω_e). Широкий спектр НЧК также возбуждается в ППР на характерных частотах: ионоплазменной (ω_{pi}), ионоциклотронной (ω_{Hi}), нижнегибридного резонанса (Ω_i), различного типа дрейфовых (ω_{drift}), магнитогидродинамических и других колебаний. Максимальная амплитуда возбуждаемых НЧК наблюдается в областях ω_{Hi} и ω_{drift} . Возбуждение низкочастотных дрейфовых ионных колебаний в ППР обусловлено конечным размером плазмы, распределением по радиусу ее плотности и температуры. Это приводит к возбуждению широкого спектра НЧК, обусловленных дрейфово-ионоциклотронной, термосильной и другими неустойчивостями. Возбуждение широкого спектра колебаний в ППР обусловлено также их многомодовостью на характерных частотах плазмы.

За счет нелинейных процессов происходит перекачка энергии ВЧК из области спектра ВЧ-волн в ионные колебания, поскольку возбуждаются в высокочастотной части спектра волны высокой напряженности. Передача энергии от ВЧК- к НЧК- ионным колебаниям происходит за счет нелинейных распадных процессов при выполнении условий распада [9-13]:

$$\omega_{нч} = \omega_{1вч} - \omega_{2вч}, \quad (2)$$

$$k_{нч} = k_{1вч} - k_{2вч}, \quad (3)$$

где $\omega_{нч}$ – частота низкочастотных колебаний; $\omega_{1вч}$, $\omega_{2вч}$ – частоты высокочастотных колебаний; $k_{нч}$ – волновой вектор низкочастотных волн; $k_{1вч}$, $k_{2вч}$ – волновые векторы высокочастотных волн. Поскольку в низкочастотном спектре имеются начальные амплитуды колебаний, развитие распадных процессов происходит с большой вероятностью в широком спектре НЧК. Передача энергии высокочастотных колебаний к низкочастотным ионным колебаниям может быть достаточно эффективной. Кроме того, возбуждаемые НЧК в ППР могут влиять на пара-

метры плазмы, изменяя энергообмен электронного пучка с плазмой. Это может приводить к уменьшению эффективности передачи кинетической энергии электронного пучка в ВЧК и, следовательно, к уменьшению нагрева ионной компоненты плазмы. Кроме того, развитие дрейфовых колебаний приводит к диффузии плазмы и уменьшению ее температуры, а также эффективности использования энергии электронного пучка, потерям частиц и тепла из плазмы и может приводить в некоторых случаях к уменьшению эффективности разделения компонент ОЯТ при использовании ППР для этих целей. Поэтому необходимо управление спектром колебаний в ППР, обеспечивающее возбуждение требуемых ионных колебаний в ППР, используемых для разделения компонент ОЯТ. Это позволит увеличить эффективность использования ППР и предоставит возможность перестраиваться для выделения необходимых фракций ОЯТ. Причем, поскольку возбуждение колебаний осуществляется модулированным электронным пучком, то при переходе на другие фракции ОЯТ не потребуется изменять антенны и мощные генераторы колебаний. Возможность управления спектром НЧК в ППР была показана теоретически и экспериментально в работах [11-14].

Управление спектром возбуждаемых ВЧК и НЧК можно осуществлять с помощью внешней модуляции электронного пучка (модуляция по скорости электронов пучка – клистронная группировка пучка). Введение высокочастотной модуляции электронного пучка приводит к сужению спектра ВЧК в ППР. Сужение спектра в этой области частот приводит также к сужению и подавлению спектра НЧК. Далее, необходимо возбудить НЧК в желаемой области частот [9-14]. Возбуждение НЧК наиболее оптимально осуществлять через использование нелинейных распадных процессов. Высокочастотные колебания на характерных электронных частотах плазмы, возбуждаемых пучком, имеют максимальный инкремент возбуждения и через них может передаваться основная доля кинетической энергии пучка к низкочастотным колебаниям. За счет нелинейных процессов из этого источника ВЧК можно трансформировать энергию в характерные ионные частоты, ионоциклотронную и нижнегибридного резонанса, обеспечивающие получение ионами плазмы поперечной скорости. Возбуждение низкочастотных колебаний в зависимости от амплитуды высокочастотных колебаний зависит пороговым образом, поэтому необходимо обеспечить определенную напряженность поля ВЧК. Это можно также осуществить с помощью модуляции пучка на частотах ВЧК. Экспериментально показано, что возбуждение НЧК можно осуществлять при введении двух частот на ВЧК, а НЧК возбуждаются на разностной частоте модулирующих высокочастотных колебаний [9-10].

Другой метод возбуждения НЧК – это низкочастотная амплитудная модуляция высокочастотного модулирующего сигнала. Амплитуды колебаний на частоте модуляции при возбуждении двух волн в ППР определяются следующей зависимостью [9]:

$$|A_2| \cong \frac{|B_2|}{\gamma_{22}|A_2^2| - \lambda_2^2}, \quad (4)$$

$$|A_1| \cong \frac{|B_1|}{2\gamma_{12}|A_2^2| - \gamma_1^2}, \quad (5)$$

где A_1, A_2 – амплитуда колебаний на частоте модуляции Ω_2 и Ω_1 ; B_2, B_1 – вынуждающая сила на указанных частотах; γ_2, γ_1 – декременты затухания волн в отсутствие пучка на частоте модуляции; γ_{22}, γ_{12} – коэффициенты взаимодействия волн на частоте модуляции. Мощность сверхвысокочастотных колебаний, необходимая для модуляции электронного пучка, может составлять проценты от мощности пучка.

Имеется также возможность непосредственно модулировать электронный пучок на характерных ионных частотах. Однако при высоких уровнях модуляции такой тип модуляции может привести к полному подавлению ПП-взаимодействия [12]. Экспериментальными исследованиями показано, что ионы приобретают в ППР максимальную энергию в областях нижнегибридного и ионоциклотронного резонансов при модуляции пучка высокочастотными колебаниями, которые промодулированы на указанных частотах или на разностной частоте.

Как отмечалось выше, распадный процесс имеет пороговый характер, в соответствии с этим и энергетический спектр ионов при возбуждении ионоциклотронных колебаний имеет пороговый характер. Ионы приобретают энергию, начиная с определенной величины квадрата амплитуды колебаний. Вместе с тем увеличение амплитуды колебаний на этой частоте приводит к замедлению роста энергии ионов. Дальнейшее увеличение амплитуды приводит к возбуждению дрейфовых волн, а затем и к релаксационным колебаниям в ППР. Развитие релаксационных колебаний срывает ППР, что неприемлемо для сепаратора. При возбуждении колебаний на частоте нижнего гибридного резонанса не наблюдается ограничения энергии ионов в зависимости от амплитуды колебаний. Необходимо отметить, что возбуждение колебаний НГР, в отличие от возбуждения ИЦВ, не приводит к возбуждению дрейфовых колебаний. Более того, наблюдается стабилизация дрейфовых НЧ-колебаний при определенной амплитуде возбуждаемых колебаний в области НГР [13]. Стабилизация дрейфовых колебаний обусловлена ростом эффективной частоты ион-ионных соударений. Это видно из следующей зависимости:

$$\tilde{\omega}_{\text{и-и}}^{\text{эфф}} \sim \omega_{\text{хар}} (\hat{W}/nT)^\alpha, \quad (6)$$

где $\tilde{\omega}_{\text{и-и}}^{\text{эфф}}$ – эффективная частота ион-ионных соударений; $\omega_{\text{хар}}$ – частота возбуждаемых колебаний в плазме; \hat{W} – плотность энергии колебаний; nT – плотность энергии в плазме; n – плотность плазмы; T – электронная температура плазмы, $\alpha \leq 1$.

Рассмотренные экспериментальные результаты показывают, что управление спектром низкочастотных колебаний ППР возможно. Необходимо провести дополнительные исследования на экспериментальном макете разделения ОЯТ по допустимой амплитуде возбуждаемых высокочастотных колебаний, чтобы избежать значительной модуляции плот-

ности плазмы, обусловленной пондеромоторными силами больших высокочастотных полей, приводящими к вытеснению плазмы и возбуждению большой амплитуды ионозвуковых колебаний. Эти физические явления могут приводить к перераспределению амплитуды высокочастотных полей вдоль электронного пучка. Также желательно исследовать возможные механизмы по подавлению возбуждения ионозвуковых колебаний в пучковоплазменном разряде. Эти колебания сильно влияют на распределение плазмы вдоль разряда. Имеет смысл проводить исследования по созданию установки на основе ППР по разделению ОЯТ, поскольку в ней можно достичь больших мощностей колебаний, вводимых в плазму значительной плотности, а следовательно, и большей производительности. Уровень мощности, вводимой в плазму от внешних генераторов, работающих в непрерывном режиме, не сравним с мощностями ППР.

Минимизация энергетических затрат на разделение ОЯТ является также одним из основных вопросов. Использование рекуперации энергии электронного пучка после его взаимодействия позволяет значительно увеличить коэффициент полезного действия электронного пучка. В настоящее время разработан эффективный рекуператор для пучковоплазменных систем с коэффициентом полезного действия 80...90% [15]. Таким образом, имеются основные предпосылки использования ППР для разделения компонент ОЯТ.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что в условиях пучковоплазменного разряда возможно достижение ионной температуры аргоновой плазмы $T_i \leq 400$ эВ при $n_p = (3...6) \cdot 10^{13}$ см⁻³. Уровень ВЧ-мощности, вводимой в плазму при использовании ППР, может значительно превосходить уровень ВЧ-мощности при ИЦР-нагреве за счет более высокого значения КПД электронного пучка.

2. Наиболее вероятным механизмом нагрева ионов может явиться ионоциклотронная неустойчивость в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} - полях.

3. Рассмотрены различные механизмы управления спектром низкочастотных колебаний в системе плазма-пучок.

4. Показана возможность управления процессом нагрева различных компонент плазмы разделяемого вещества без структурных изменений в конструкции установки и технологии разделения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Ковтун, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов. Действующие и разрабатываемые магнитоплазменные сепараторы для разделения вещества на элементы и их изотопы // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2008, №2(92), с.149-154.
2. Пат. 24729 Україна, МПК (2006) B01D 59/00. Пристрій для розділення речовини на елементи / Є.І. Скибенко, Ю.В. Ковтун, В.Б. Юферов //

- Промислова власність. Офіційний бюлетень.* 2007, №10.
3. Я.Б. Файнберг. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой // *Атомная энергия.* 1961, т.11, №4, с.313-335.
 4. А.С. Бакай. Взаимодействие высокочастотных и низкочастотных волн в нелинейных дисперсных средах II // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1970, т.59, №7, с.116-127.
 5. А.С. Бакай, Е.А. Корнилов, С.М. Криворучко. Возбуждение ионно-звуковых волн ленгмюровскими и стационарными режимами в системе пучок-плазма // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1970, т.12, №2, с.69-73.
 6. Г.П. Березина, Я.Б. Файнберг, А.К. Березин. Экспериментальное исследование потоков быстрых ионов, образующихся в системе пучок-плазма // *Атомная энергия.* 1968, т.24, №5, с.465-466.
 7. А.Б. Михайловский, В.С. Цыпин. Высокочастотная неустойчивость плазмы, находящейся в радиальном электрическом и продольном магнитном полях // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1966, т.3, №5, с.247-250.
 8. В.В. Долгополов, В.Л. Сизоненко, К.Н. Степанов. Об устойчивости вращающейся плазмы, находящейся в скрещенных электрических и магнитных полях // *Украинский физический журнал.* 1973, т.18, №1, с.18-28.
 9. А.С. Бакай, Е.А. Корнилов, С.М. Криворучко // *Радиотехника и электроника.* 1971, т.XVI, №9, с.1680-1684.
 10. О.Ф. Ковпик, Е.А. Корнилов, С.М. Криворучко, С.С. Моисеев, Я.Б. Файнберг // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1972, т.15, №9, с.501-504.
 11. О.Ф. Ковпик, С.О. Корнілов, Ю.Є. Коляда, Е.В. Ліфшиць // *Український фізичний журнал.* 1972, т.XVII, №5, с.725-728.
 12. Е.А. Корнилов, О.Ф. Ковпик // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1975, т.68, №2, с.530-535.
 13. О.Ф. Ковпик, Е.А. Корнилов, С.С. Моисеев // *Журнал технической физики.* 1976, т.XLVI, с.1557-1558.
 14. А.И. Пятак, В.И. Шевченко // *Украинский физический журнал.* 1983, т.113, №4, с.656-663.
 15. А.Н. Антонов, О.Ф. Ковпик, Е.А. Корнилов, В.Г. Свиченский // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.* 2002, №5, с.51.

Статья поступила в редакцию 07.09.2009 г.

ION HEATING AND CONTROL OF THE PROCESS IN SEPARATION DEVICES USING ELECTRON BEAMS

E.I. Skibenko, Yu.V. Kovtun, E.A. Kornilov, O.F. Kovpik, A.M. Yegorov, V.B. Yuferov

By the use of calculations and experiments determined are the rotational velocity of constant-density plasma layers in crossed electric and magnetic fields, the radial electric field strength in the plasma, the plasma ion energy in a wide range of magnetic intensity and plasma density variations. The necessity is demonstrated to control the oscillation spectrum in the beam-plasma discharge (BPD) that provides excitation of ion oscillations required for separating the substance. The control over the spectrum of excited oscillations, the increase in the efficient use of the BPD, its restructuring to separate the necessary fractions of the substance under treatment can be realized through different ways of electron beam modulation.

НАГРІВАННЯ ІОНІВ ТА УПРАВЛІННЯ ПРОЦЕСОМ ЇХ НАГРІВАННЯ В СЕПАРАЦІЙНИХ УСТАНОВКАХ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ

Є.І. Скібенко, Ю.В. Ковтун, Є.А. Корнілов, О.Ф. Ковпик, О.М.Єгоров, В.Б. Юферов

Розрахунково-експериментальним шляхом визначені швидкість обертання плазмових прошарків з постійною щільністю в скрещуваних електричних та магнітних полях, напруженість радіального електричного поля в плазмі, енергія іонів плазми в широкому діапазоні змінювання напруженості магнітного поля і щільності плазми. Показана необхідність управління спектром коливань в пучково-плазмовому розряді, при якому забезпечується збудження необхідних іонних коливань для розділення речовини. Управління спектром збуджених коливань, збільшення ефективності використання пучково-плазмового розряду ППР, його перебудування по виділенню необхідних фракцій речовини, яка розділяється, може здійснюватись різними способами модуляції електронного пучка.