

**В.Б. ЮФЕРОВ**, д-р техн. наук, нач. отдела ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**А.М. ЕГОРОВ**, д-р физ.-мат. наук, директор ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**С.В. ШАРЫЙ**, м.н.с., ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**О.С. ДРУЙ**, руководитель группы, ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**В.О. ИЛЬИЧЕВА**, вед. инженер-исследователь, ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**М.О. ШВЕЦ**, инженер-исследователь, ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**Т.И. ТКАЧЕВА**, мл. науч.сотр., ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**А.С. СВИЧКАРЬ**, мл. науч.сотр., ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков  
**С.Н. ХИЖНЯК**, инженер, ИПЭНМУ ННЦ "ХФТИ", Харьков

### **МАГНИТОПЛАЗМЕННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ ОЯТ**

Проведено огляд та аналіз існуючих методів розділення речовини відповідно до переробки відпрацьованого ядерного палива. Оцінена продуктивність сепараторів. Наведені результати досліджень на установці ДІС-1, що призначена для розділення речовини на масові групи з плазмового стану.

Проведен обзор и анализ существующих методов разделения вещества применительно к переработке отработанного ядерного топлива. Оценена производительность сепараторов. Приведены результаты исследований на установке ДИС-1, предназначенной для разделения вещества на массовые группы из плазменного состояния.

**Введение.** В Украине около 60% электроэнергии вырабатывается на атомных станциях (АЭС), и за год образуется более 300 тонн отработанного ядерного топлива (ОЯТ), которое отправляют на "вечное хранение". При этом большое количество топлива остается неиспользованным. Крупной научно-технической проблемой является утилизация ОЯТ, которая не решена еще ни в одной стране. Поэтому целесообразно рассмотреть вопросы регенерации ОЯТ, то есть возможности удаления из ОЯТ ~20% продуктов деления урана. Из-за высокой активности ОЯТ и возможного загрязнения больших площадей проводить восстановление ОЯТ в тех же системах, на которых осуществлялось обогащение урана, опасно. Использование физических методов сепарации, в частно-

сти электромагнитного, с высоким коэффициентом обогащения, является предпочтительным с точки зрения защиты окружающей среды от радиоактивных загрязнений. Действительно, для переработки 300 т урана в год электромагнитным методом необходимо устройство или устройства с суммарным постоянным током  $\sim 4$  кА. Т.е. только на создание пучка будет затрачено  $4,3 \cdot 10^8$  кВт·ч (при энергии ионов 30 кэВ). При этом тепловая производительность реактора составляет  $7 \cdot 10^{11}$  кВт·ч и электрическая (КПД=20%)  $-1,4 \cdot 10^{11}$  кВт·ч.

Однако, традиционные электромагнитные сепараторы мало производительны и энергоемки.

**Цель работы** – подтверждение принципов, положенных в основу разработанного метода электромагнитной плазменной переработки ОЯТ.

**Характеристика электромагнитной плазменной технологии.** Основными достоинствами электромагнитной плазменной технологии переработки ОЯТ являются:

- разделение на фракции в безводной форме, в то время как при радиохимической переработке 1 т ОЯТ образует 7,5 т твердых и 2200 т жидких радиоактивных отходов (РАО), т.е. обеспечивается отсутствие вторичных отходов и не увеличивается масса;

- переработка требует только электроэнергии без ввода дополнительных реагентов;

- достаточно высокая чистота фракций может быть обеспечена в одном цикле;

- обработка ОЯТ происходит внутри замкнутых объемов, что уменьшает возможность неконтролируемых потерь компонентов ОЯТ.

Заметим, что физические принципы, на основе которых предполагается развить плазменную технологию обработки ОЯТ, частично теоретически обоснованы и частично подтверждены экспериментально на нерадиоактивных материалах. Однако для практической реализации метода необходимо проведение большого объема технологических экспериментов.

**Схема классического сепаратора.** Электромагнитный метод разделения изотопов получил свое начало в 20-х годах прошлого столетия (Астон, Демпстер) и к середине 50-х годов был доведен до совершенства в США и СССР при разработке атомной программы для военных целей. Физические принципы, лежащие в основе метода достаточно просты [1]. Для магнитной сепарации исходное вещество (или смесь) необходимо испарить, далее эффективно ионизовать, стремясь получить однозарядные ионы, ускорить максимально возможную их часть и сформировать ионный пучок. Разделение по массам происхо-

дит при движении предварительно ускоренных в электрическом поле заряженных частиц – ионов пучка – в поперечном магнитном поле. Если электрическое поле  $E$  перпендикулярно магнитному  $H$ , и магнитное поле однородно, а все частицы прошли одинаковую разность потенциалов, т.е. приобрели одинаковую энергию, то частицы движутся по круговым траекториям, их движение описывается уравнением:  $mv^2/R = vHe/c$ , где  $m$  – масса частицы,  $v$  – скорость движения частицы,  $R$  – радиус траектории частицы, (Ларморовский радиус),  $H$  – напряженность магнитного поля,  $e$  – заряд электрона,  $c$  – скорость света.  $R = 1,44 \cdot 10^2 (MT_i)^{1/2} H^{-1}$  (см, а.е.м., эВ, Э), для ионов водорода ( $M=1$ )  $R = 1,44 \cdot 10^2 (T_i)^{1/2} H^{-1}$ . В результате ионы, прошедшие магнитное поле, разделяются по массам. Схема электромагнитного сепаратора (в плане) представлена на рис. 1 (1 – источник; 2 – газоразрядная камера; 3, 4, 5 – электроды; 6, 7 – "приемный карман"; 8 – реперные электроды).

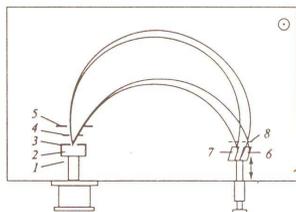


Рис. 1.

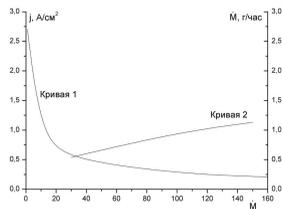


Рис. 2.

Для однолучевой установки С-2 (РНЦ "Курчатовский институт") с токами пучка 5-15 мА, производительность для  $M=200$  составляет 50 мг/ч. Так как производительность сепаратора зависит от массы элемента, то при экстраполяции для  $M=240$  производительность оказывается 58.5 мг/ч. Энергозатраты сепаратора С-2 таковы: магнитное поле  $W_{\text{магн}}=14$  кВт, ускорение ионов  $W_{\text{уск}}=0,9$  кВт, ионизация  $W_{\text{и}}=1,3$  кВт, вакуумная система  $W_{\text{вак}}=7,8$  кВт, охлаждение  $W_{\text{охл}}=1$  кВт. Таким образом, суммарные энергозатраты равны 25 кВт, из них на ускорение и создание плазмы – 2,4 кВт.

**Оценка производительности классических сепараторов.** Производительность классических сепараторов может быть определена на основании известной формулы Ленгмюра:  $j = AV^{3/2} \cdot d^2 \cdot m^{-1/2}$ , которую можно переписать в виде  $j = 5,4 \cdot 10^{-8} V^{1.5} \cdot d^2 \cdot M^{0.5}$ , где  $j$  – плотность тока (А/см<sup>2</sup>),  $V$  – вытягивающее напряжение (В),  $d$  – ускоряющий зазор (см),  $M$  – атомный вес (а.е.м.). На рис. 2 приведена зависимость плотности эмиссионного

тока источника от величины атомного веса  $M$  и его производительность в величинах г/ч. При напряженности электрического поля около  $10^5$  В/см,  $d = 0,3...0,4$  см,  $j \approx 2,7 \cdot M^{0,5} = 1,75 \cdot 10^{-1}$  А/см<sup>2</sup>, и при площадях отверстия эмиссии ионного источника  $S = 3...5$  см<sup>2</sup> ионный ток находится на уровне  $0,45...0,85$  А на один ионный луч по ионам урана.

В табл. 1 представлены величины приложенных напряжений  $V$  на вытягивающем ионы зазоре  $d$ , полученные из формулы Ленгмюра при  $j = \text{const} = 1,75 \cdot 10^{-1}$  А/см<sup>2</sup> (при вытягивающих напряжениях от 30 до 0,5 кВ). Величины дебаевских радиусов экранирования, рассчитанные по формуле  $r_d = 6,9 \cdot (T/n)^{0,5}$  (К, см<sup>-3</sup>), для трех значений плотности плазмы ( $10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>) с температурой 35 000 К (3 эВ) соответственно равны 0,013 см, 0,004 см и 0,0012 см.

Таблица 1 – Величины приложенных напряжений  $V$  и соответствующие им значения ускоряющего зазора  $d$

$V$ , кВ	30	20	10	5	1.0	0.5
$d$ , см	0,322	0,238	0,141	0,084	0,025	0,015

Как видно, при вытягивающих напряжениях на уровне 0,5 кВ (низкое значение вытягивающего напряжения предпочтительно для уменьшения энергозатрат), величины ускоряющих зазоров соизмеримы с дебаевским радиусом, что, во-первых, делает невозможной работу такого устройства, во-вторых, объемный заряд расфокусирует пучок ионов такой плотности в вакууме.

Следует отметить, что стабильная работа сепараторов при приведенных выше плотностях ионных пучков приводит к необходимости компенсировать положительный объемный заряд этих пучков, транспортируемых в вакууме и магнитном поле на расстояние около 3-5 м. Эта компенсация производится электронами, образующимися при ионизации остаточного газа в области ионных траекторий в анализирующем магнитном поле. При этом медленные ионы уходят на стенки камеры, а электроны осциллируют в области прохождения ионного пучка. Одновременно с этим потери на перезарядку должны быть минимальными, поэтому оптимальными вакуумными условиями оказывается давление в сепарационной камере на уровне  $2 \cdot 10 \cdot 10^{-6}$  Торр. Как следует из вышесказанного, получение пучков величиной около 4 кА оказывается значительной технической проблемой и потребует около  $10^4$  ионных лучей или общую эмиссионную поверхность в  $2,5$  м<sup>2</sup>.

**Физические принципы, технико-экономические показатели, тенденции развития, технические особенности.** Разрешить эти

сложности возможно посредством увеличения площади сбора ионов  $S$ , плазменной компенсации объемного заряда пучков ионов, уменьшения величины  $V$  и  $d$  в формуле Ленгмюра и уменьшения потерь ионов топлива на перезарядку. Прямо в многокомпонентной плазме нужно селективно ускорять требуемые ионы, формировать потоки – пучки – и собирать их, отделяя от остальной ионной компоненты. Для этого необходимо использовать "сепараторы нового поколения", отличающиеся от классического сепаратора по принципу работы.

К сепараторам нового поколения, по нашему мнению, надо отнести работы [2, 3]. Сами авторы работ не употребляли этих понятий: "сепараторы нового поколения", "новые методы ускорения" и т.д. Эксперименты проводились на установке, принципиальная схема которой представлена на рис. 3: пеннинговский разряд в магнитной конфигурации с колоколообразным полем. На рис. 3 цифрами обозначено: 1 – вакуумная камера, 2 – соленоиды магнитной системы, 3, 6 – отражательные электроды (катоды), 4 – накаливаемый катод, 5 – анод, 7 – масс-спектрометр и его вакуумная камера.

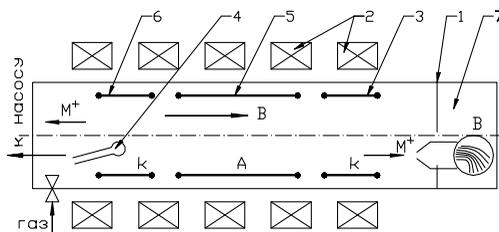


Рис. 3.

Электроды 3, 6 составляют ячейку Пеннинга. Диаметры анодного цилиндра и отражательных электродов – 80 мм. Длина анода  $l_a$  и отражательных электродов  $l_0$  равны 125 мм и 60 мм соответственно. Зазор  $\delta$  между анодным и отражательным электродом – 40 мм.

$E_r$  в зазоре  $\delta$  может быть оценено как  $E_r \cong 0,3 U_a/\delta$ , где  $U_a$  – потенциал анода, изменявшийся в диапазоне 0..2 кВ. Продольное магнитное поле изменялось от 0 до 3 кЭ.

Для повышения эффективности ионизации рабочего вещества при низком начальном давлении применялся накаливаемый катод 4. Начальное давление газа  $2 \div 3 \cdot 10^{-6} \div 7 \cdot 10^{-4}$  мм. рт. ст. При этом плотность плазмы достигала  $4 \cdot 10^9 \div 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Электрическое поле в системе задается разностью потенциалов между анодом и отражательными электродами. При этом радиальное распределение напряженности электрического поля  $E_r$  в присутствии плазмы существенно отличается от распределения  $E_r$  в вакууме (без плазмы).

В комбинированных полях  $E$  и  $H$ , используемых в плазме, скорость вращения компонентов можно определить из уравнения движения:

$$-\frac{V_{\phi\alpha}^2}{r} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} E + V_{\phi\alpha} \omega_{E\alpha} - \frac{1}{\omega_\alpha u_\alpha} \left( \frac{\partial P_\alpha}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где  $V_{\phi\alpha}$  – скорость частиц сорта  $\alpha = e, i$ ;  $P_\alpha = n_\alpha T_\alpha$ .

Таким образом, скорость вращения  $V_{\phi^{(e)}} = -cE/H$  (без учета центробежной силы), и с учетом центробежной силы

$$V_e^i = \frac{r\omega_{ci}}{2} \left( 1 + \sqrt{4e_i E_r / \omega_i \omega_{ci}^2 r} \right). \quad (2)$$

Стационарное движение ионов возможно и при более высоких значениях электрического поля.

Если характерная частота вращения частиц плазмы  $\omega_{вр} \sim cE/rH$  близка к циклотронной частоте ионов  $\omega_{ci}$ , происходит резонансное возбуждение ионной циклотронной неустойчивости. Величины внешних полей, соответствующих резонансу, связаны соотношением:

$$H_{кр} \approx \left( \frac{2 \cdot E_r \cdot m_i \cdot c^2}{e_i \cdot r} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

В условиях развитой неустойчивости, при выполнении условия  $2\omega_{вр} \approx \omega_{ci}$ , регистрировались ионы, уходящие из плазмы вдоль магнитного поля с энергией  $W=100+200$  эВ, для широкого спектра масс ионов, от лития до кремния.

Приведенная формулировка авторов относительно регистрации ионов, уходящих вдоль магнитного поля, не точна. В действительности в колоколообразном поле ионы, ускоренные в области максимального и однородного магнитного поля (в котором они могли получить поперечную компоненту энергии), уходят в область падающего магнитного поля. При этом ионы перекачивают поперечную компоненту энергии  $\epsilon_\perp$  в продольную  $\epsilon_\parallel$ .

Целесообразно упомянуть экспериментальные работы [4, 5] и теоретическую [6], относящиеся не к сепараторам, а к исследованиям, обеспечившим их физические принципы работы, хотя в них тогда и речи об этом не было. В первых двух работах исследовался нагрев ионов водорода во вращающейся в скрещенных электрическом и магнитном полях плазме. Этот нагрев происходил при определенных величинах и соотношениях величин  $B$  и  $E$ . При этом спонтанно возникало излучение на частотах, близких к ионно-циклотронным  $\omega_{ci}$ , и Михайловский А.Б. классифицировал этот процесс, как развитие ионно-циклотронной ИЦР-неустойчивости и привел величины инкрементов

ее нарастания  $\omega^* = \omega_{pi} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2)^{-1/2}$ .

**Резонансный магнитоплазменный сепаратор изотопов.** Суть метода заключается в селективном ИЦР-нагреве резонансных ионов в многоизотопной плазме [7-10], получаемой в плазменном источнике и транспортируемой в однородном магнитном поле с последующим разделением горячих и холодных ионов, см. рис. 4 (схематический вид сепарационной установки изотопов лития). Для реализации метода последовательно осуществляются операции: ионизация паров элемента, изотопы которого необходимо разделить (плазменный источник); создание потока спокойной плазмы с замагниченными ионами в достаточно протяженном однородном магнитном поле (область дрейфа); селективное ускорение ионов выделяемого изотопа (область нагрева); разделение и сбор ускоренных ионов. Переход с одних масс на другие может происходить как при изменении частот ВЧ-генератора, так и при изменении величины магнитного поля.

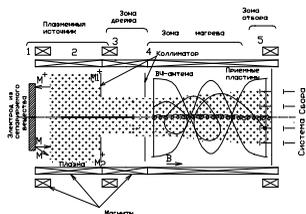


Рис. 4.

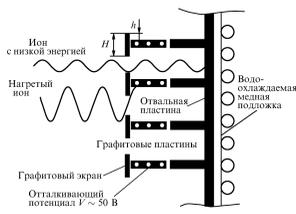


Рис. 5.

На рис. 5 более детально, чем на рис. 4, представлена традиционная для ИЦР-метода конструкция коллекторной системы. Она применялась в экспериментах по разделению изотопов гадолиния, диспрозия и эрбия. Особенности работы таких коллекторных систем являются преобладание электронного тока на коллектор продукта, спад поверхностной плотности осадка и концентрации целевого изотопа на коллекторе по мере удаления от экрана вдоль  $B$ . Как правило, осадок распространяется от начала коллекторной пластины на расстояние, равное шагу циклотронной орбиты.

Для переработки ОЯТ, т.е. отделения ионов с массами от 2 до 230 необходимо изменяющееся магнитное поле от 0.1 до 6 Тл, при работе с одной частотой  $\omega_{ci}$  по всей длине магнитной системы. Таким образом, для реализации метода необходимо создание соленоидов с однородным стационарным магнитным полем с регулируемой величиной от 0.1 до 5 Тл и рабочим объемом около 1-5 м<sup>3</sup>, в зависимости от массы

изотопа и производительности сепаратора.

Плазма из источника, размещенного в области между двух несимметричных магнитных пробок, вытекает преимущественно в сторону меньшей пробки и вдоль магнитного поля, через зону дрейфа, попадает в зону нагрева. Здесь, с помощью высокочастотных электрических полей, селективно ускоряются ионы нужной массы, и затем холодные и горячие ионы пространственно разделяются, с помощью различных систем отбора.

Циклотронный нагрев или ускорение ионов (увеличение их поперечной скорости) происходит в условиях, когда на замагниченные ионы плазмы действует переменная компонента радиального или вихревого электрического поля  $E_r$  или  $E_{\vartheta}$  ( $E$ ), с частотой  $f$ , равной ларморовской частоте ионов,  $f_{ci}$ , в магнитном поле  $H$  (Э).

$$f_{ci} = 1,52 \cdot 10^3 ZM^{-1} H (\text{Гц}), \quad (4)$$

где  $Z$  – заряд ядра;  $M$  – атомный вес;  $Z$  – заряд иона, обычно равен 1.

В реальных условиях нагрев ведется в плазме, имеющей распределение величин  $V_{\parallel}$  и  $V_{\perp 0} \neq 0$ , вследствие чего возникает разброс поперечных энергий ионов  $\Delta W_{\perp} = \pm E \cdot e V_{\perp 0} \cdot t$ . Причина дальнейшего разброса энергий ионов связана с тем, что в начальный момент не все ионы находятся в фазе с ускоряющим полем.

При циклотронном резонансе, т.е. при росте поперечной энергии, ларморовский радиус растет линейно со временем пролета ионов в действующем электрическом поле (на длине антенны  $L$ ):

$$r_i = 1,02 \cdot 10^2 M^{0,5} Z^{0,5} T_i^{0,5} H^{-1} (\text{см}) = Et/H. \quad (5)$$

Время пребывания частицы в области нагрева  $t = L/V_{\parallel}$ , где величина продольной скорости  $V_{\parallel}$  является приблизительно постоянной величиной.

Осевые неоднородности магнитного поля  $\Delta H/H$  могут привести к нагреву частиц с массой  $M_i$ , отличающейся от резонансной в поле  $H$  на величину  $\Delta M_i$ . Поэтому требование к однородности продольного магнитного поля в области нагрева, например при  $\Delta M = 2$  и  $M_i = 100$  запишется как:

$$\Delta H/H = \Delta M_i/M_i \approx 2 \cdot 10^{-2}, \quad (6)$$

где  $\Delta M_i$  – минимальная разница масс между разделяемыми соседними изотопами.

Соответственно, ширина спектра ВЧ-генератора  $\pm \Delta \omega_{ci}$  должна удовлетворять условию:

$$\Delta\omega_{ci}/\omega_{ci} \leq \Delta H/H . \quad (7)$$

Следующим фактором, влияющим на селективный нагрев в плазме, являются столкновения, ион-ионные и ион-нейтральные,  $v_{ст} = v_{ii} + v_{i0}$ , выводящие ионы из резонанса. Предположим, что  $v_{ii} \approx v_{i0}$ . Известно, что при величине кулоновского логарифма, равной 10:

$$v_{ii} = 5 \cdot 10^{-7} n_i/T_i^{3/2} M^{1/2} . \quad (8)$$

В этом случае время между столкновениями, приводящими к изменению направления движения скорости частицы, должно быть больше времени нагрева

$$v_{CT}/N\omega_{ci} \ll \Delta M_i/M \approx 2 \cdot 10^{-2} . \quad (9)$$

Величина продольной скорости ионов плазмы определяется как:

$$V_{||} = V_{iz} \leq L_c \omega_{ci} / (\Delta E_{оп}/E_{max})^{0.5} = L_c \omega_{ci} / 2\pi N , \quad (10)$$

где  $L_c$  – длина однородного участка магнитного поля сепаратора;  $N$  – число оборотов ионов на длине ускорения;  $\Delta E_{оп}/E_{max}$  – отношение величины прироста энергии за один оборот к максимальной энергии ускоренных ионов.

Наличие продольного разброса скоростей ионов, эффект Доплера, так же влияет на селективность нагрева:

$$k\Delta V_z/\omega = 2\pi\Delta V_z/\lambda\omega < \Delta M_i/M_i . \quad (11)$$

В настоящее время действуют три исследовательские группы, использующие метод ИЦР для разделения изотопов. В ИАЭ им. И.В. Курчатова длительное время работает установка по разделению изотопов лития,  $Li^6$  и  $Li^7$ , в коммерческих целях, во Франции проводились исследования по выделению изотопа  $Ni^{58}$ , в Новосибирске (Россия) – установка для разделения изотопов гадолиния.

**Характеристика проекта "Архимед" (США).** Этот проект разрабатывался специально для обработки ОЯТ [11]. Фильтр "Архимеда" разделяет ионы плазмы на легкие – ЯЗ (ядерная зола) и тяжелые – ЯТ (ядерное топливо) – массовые группы. Плазменный процесс основан на установлении быстрого вращения цилиндрической плазмы в скрещенных  $E^x H$  полях. При достижении определенной критической скорости вращения  $\omega_E > \omega_{ci}/2$  ионы не захватываются осевым магнитным полем и уходят радиально на стенку. Так как скорость критического вращения зависит от магнитного поля, то плазменные параметры и параметры установки могут быть определены таким образом, чтобы отделить тяжелые радионуклиды от большинства легких элементов в плазме и удалить отходы.

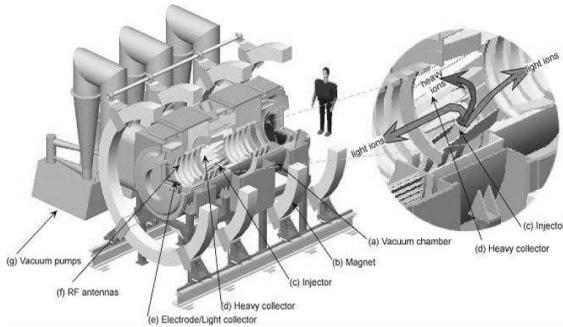


Рис. 6.

используются для создания и нагрева плазмы. Для вращения плазмы установлены два комплекта концентрических электродов на каждом из торцов устройства с возможностью подачи до 700 В на каждый. Производительность коммерческого блока фильтра составляет около 0,7 т/день оксидной смеси. Проведены эксперименты по определению скорости вращения плазмы. Результаты с точностью 2 совпадают с расчетами. К сожалению, дальнейших публикаций по этой установке не последовало, что может свидетельствовать о неудачных экспериментах.

На наш взгляд, к проекту есть замечания. Во-первых, рабочая плотность плазмы  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  слишком завышена (приблизительно в 10 раз) и выбрана без учета теплофизических возможностей современных материалов. Во-вторых, выбор аргона в качестве имитирующего уран объекта лишь усугубляет теплофизические проблемы (по сравнению с ураном в 6 раз). Более подробно об этом будет речь идти ниже.

**Плазменный сепаратор ПС-1 (ИАЭ им. Курчатова, РФ).** Плазменные установки, предназначенные для ускорения и разделения ионов по энергии и массе, как правило, используют неоднородные ( $v_d^{(1)}$ ) и криволинейные ( $v_d^{(2)}$ ) магнитные поля, где помимо обычных движений частиц со скоростью  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  в магнитном поле ионы имеют еще и так называемое дрейфовое движение ионов [12, 13]:

$$v_d^{(1)} = mc(v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2) \mathbf{h}_1 \times \text{grad}H / (2qH^2); \quad (12)$$

$$v_d^{(2)} = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 / 2) / (\omega_H R), \quad (13)$$

где  $v_d$  – скорость дрейфа частицы;  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  – продольная и поперечная компоненты скорости частицы;  $m$  – масса частицы;  $q$  – заряд частицы;  $c$  – скорость света;  $\omega_H$  – угловая скорость вращения частицы;  $R$  – радиус кривизны силовых линий;  $H$  – напряженность магнитного поля,  $\mathbf{h}_1$  – единичный вектор вдоль направления  $H$ .

Как заявлено авторами, демонстрационная установка с ВЧ мощностью в 4 МВт способна создавать плазменный столб радиусом 0,4 м и длиной 3,9 м в магнитном поле 1,5 кЭ. На рис. 6 показана секция демо-версии в разрезе. ВЧ-антенны ис-

Из формул видно, что ионы различных масс и энергий имеют различные дрейфовые скорости и поэтому можно ожидать эффекта их разделения. В работе [14] показано, что в магнитных полях с изогнутыми силовыми линиями можно проводить разделение ионов многокомпонентной смеси по массам. Однако без предварительного селективного нагрева ионов разделение в одном цикле не эффективно, и выделяемые фракции будут лишь обогащены ионами различных изотопов. С помощью дополнительного селективного ИЦР-нагрева можно добиться более полного разделения ионов.

В качестве практического применения предложено рассмотрение плазменной переработки вредных отходов, например, радиоактивных, с целью выведения наиболее опасных компонентов. Эти идеи были положены в выбор конструкции сепаратора, предложенного и описанного в [15]. Блок-схема потокового плазменного сепаратора ПС-1 представлена на рис. 7: 1 – отработанное ядерное топливо; 2 – источник плазмы; 3 – катушки магнитного поля; 4 – камера селективного нагрева; 5 – тороидальный сепаратор; 6 – поток плазмы; 7 – коллекторы; 8 – приемник плазмы в диверторном объеме.

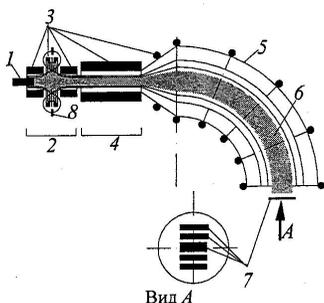


Рис. 7.

Ионизированные в плазменном источнике 2 элементы, входящие в состав смеси вредных отходов, двигаются в плазменной струе в камеру селективного нагрева 4, откуда переходят в камеру тороидального сепаратора 5 и приходят на систему коллекторов 7, таким образом, разделяясь по группам масс.

Оценена энергетическая эффективность непрерывной переработки ОЯТ реактора тепловой мощностью

$P_m=3 \cdot 10^3$  МВт, коэффициентом установленной мощности  $\kappa = 0,8$  и средним выгоранием  $B = 40$  ГВт·сут/т. Годовая потребность в ядерном топливе составляет  $365 \cdot P_m \cdot \kappa / B \approx 21,9$  т. При этом в реакторе делится 920 кг урана и плутония (200 МэВ на акт деления). Поток ионов урана, эквивалентный 100 А соответствует переработке  $\approx 7,2$  т/год, поэтому для переработки всего топлива реактора потребуется эквивалентный ионный ток  $I = 300$  А. При затратах энергии на один ион  $E_i=1$  кэВ (ионизация и нагрев), средняя мощность, идущая на образование плазмы,  $P = I \cdot E_i = 0,3$  МВт. При КПД генераторов плазмы около 0,5, полная мощность, потребляемая плазмой, составит 0,6 МВт, что для мощно-

сти реактора в 1 ГВт составляет менее 0.1%, т.е. меньше расходов реактора на собственные нужды.

Предлагаемый метод достаточно реалистичен и не требует выхода за рамки современных экспериментальных возможностей.

**Исследования Национального научного центра "Харьковский физико-технический институт" (ННЦ ХФТИ).** Как следует из изложенного, пространственное разделение ионов происходит при их движении в криволинейных магнитных полях, при этом ускоренные ионы более эффективно отделяются от медленных. Ускорение ионов происходит в ВЧ-полях, то ли спонтанно возникших в системе, то ли введенных с помощью антенн от внешних генераторов.

Таким образом, по принципу ускорения плазменные сепараторы нового направления могут быть разделены на два класса. Первый – ускорение разделяемых быстрых частиц происходит за счет спонтанно возникающего излучения на ионно-циклотронных частотах. Второй – ионно-циклотронный резонанс (ИЦР-сепараторы) для селективного нагрева ионов и последующего их разделения. При этом излучение вводится в плазму с помощью антенн от внешних ВЧ-генераторов, находящихся вне плазмы.

1. Сепараторы, в которых ускорение разделяемых быстрых частиц происходит за счет спонтанно возникающего излучения на ионно-циклотронных частотах. К их числу относятся сепараторы с вращающейся в скрещенных  $E$  и  $H$  полях плазмой, в которой спонтанно возникает излучение на циклотронных частотах, приводящее к нагреву резонансных ионов и последующему пространственному разделению частиц [2, 3]. Процесс разделения может идти при малых электрических и магнитных полях, поскольку в условии резонанса ( $\omega E = \omega c i / 2$ )  $\omega E = k \cdot E / r \cdot B$ , т.е. при увеличении или снижении магнитного поля происходит увеличение или снижение электрического поля. Поэтому рабочим диапазоном вполне может быть уровень магнитных полей около 1 кЭ. При этом, желательно, чтобы  $R_p \geq 3-5 r_L$ , где  $R_p$  – радиус плазмы,  $r_L$  – ларморовский радиус тяжелых ионов. В этом случае ускоряются и выводятся на стенки ионы максимальных масс, для ОЯТ – это группа вблизи  $240 \pm$ . В осевом направлении уходят ионы малых масс, ядерной золы (ЯЗ). Таким образом, это условие формирует облик и размер системы.

2. Сепараторы, использующие ионно-циклотронный резонанс (ИЦР-сепараторы) для селективного нагрева ионов и последующего их разделения. При этом излучение вводится в плазму с помощью антенн от внешних ВЧ-генераторов, находящихся вне плазмы [8-11]. Для этого типа сепараторов работа с тяжелыми массами требует применения

сильных магнитных полей, на уровне 2,5-6 Тл. И при достаточно малых амплитудах ускоряющего ВЧ-напряжения (в этом случае напряженность поля составляет 1-3 В/см) нужны достаточно протяженные участки однородного магнитного поля (1-2 м). Оба эти направления имеют физико-техническую основу в ННЦ ХФТИ.

В настоящее время эксперименты проводятся на демонстрационно-имитационной установке ДИС-1 [16], фотография которой и схематический вид представлен на рис. 8 и 9. На рис. 9 цифрами обозначено: 1 – вакуумная камера (диаметр камеры  $D = 0.38$  м, длина камеры  $L = 1.75$  м); 2 – плазменный источник (эквивалентный ток 2 А); 3 – магнитная система ( $H_{\max} = 0.35$  Тл); 4 – коаксиальная система электродов для создания радиального электрического поля; 5 – торцовый коллектор; 6 – осевой коллектор; 7 – крионасос для откачки нейтральных частиц.

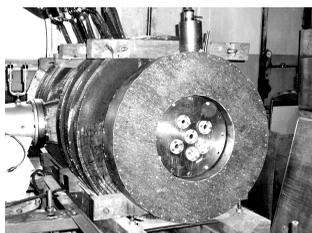


Рис. 8.

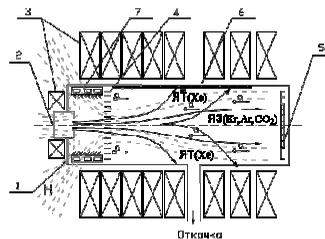


Рис. 9.

Ведутся эксперименты с вращающейся в  $E \perp H$  полях плазмой, т.е. элементы, имитирующие ядерное топливо (ЯТ), должны выходить на стенки разрядной камеры вследствие нагрева ионов при нестационарном циклотронном резонансе (ИЦР-неустойчивость), а элементы, имитирующие ядерную золу (ЯЗ), должны проходить вдоль оси разрядной камеры. Сравнительно небольшие изменения в конструкции установки позволят провести эксперименты по ИЦР-нагреву ядерной золы, когда ускоренные ионы ЯЗ будут выходить либо на стенку, либо на коаксиальные электроды внутри плазмы, а ЯТ будет двигаться вдоль оси магнитного поля подобно рис. 4. Таким образом, две технологии могут быть апробированы приблизительно в одинаковых условиях.

На первом этапе имитационные эксперименты проводятся на газах Хе, Кр, Аг,  $\text{CO}_2$ . При этом Хе имитирует уран. На рис. 10 приведены состав ТВЭЛа (а), максимумы распределения продуктов деления по элементам после его эксплуатации (максимумы находятся в диапазонах масс 233÷240, 120÷130, 85÷90) (б). Также в качестве имитационных объектов (в): для имитации плазмы  $\text{UO}_2$ , Zr и продуктов деления можно использовать смеси газов Хе-Кр-Аг-(воздух) и  $\text{CO}_2$ -Кр-Хе.

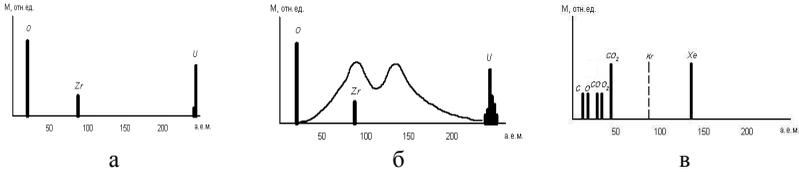


Рис. 10.

**Плазменный источник.** Плазменный источник является одним из основных узлов сепаратора. Поэтому его выбор связан с выполнением ряда требований, определяющих выбор его конструкции:

1) создание многокомпонентной плазмы (в сепараторе ОЯТ – из элементов, находящихся в твердом состоянии, в имитационном устройстве – газовая плазма);

2) плотность плазмы в выходном сечении –  $10^{10}$ - $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, при давлении нейтрального газа  $10^{-4}$ - $10^{-5}$  Торр;

3) желательно однородное распределение плотности плазмы в выходном сечении;

4) низкие электронные температуры,  $T_e \approx 3$  эВ для ОЯТ и 10-15 эВ для имитатора;

5) стационарный режим работы для ОЯТ и квазистационарный для имитатора.

Представлялось, что двухступенчатый источник, с плазменным катодом из газо-металлической плазмы [17], сможет решить проблемы

в широком диапазоне плотностей плазмы, вплоть до  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Однако его испытания при малых энергозатратах и плотностях не позволили получить однородную плазму по всему сечению сепаратора. Его развитием мог бы быть трехступенчатый источник с инжекцией плазмы в систему с магнитной пробкой [17], с плазменным эмиттером в области нулевого магнитного поля, однако для его работы требовались очень высокие разрядные токи, около 1 кА в стационарном режиме.

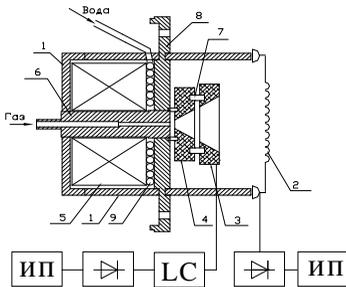


Рис. 13.

Поэтому был выбран источник другого типа [18], обеспечивающий плотности плазмы на уровне  $5-8 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, см. рис. 13 (1 – корпус; 2 – катод; 3 – анод; 4 – газораспределительная вставка; 5 – магнитная катушка; 6 – сердечник

с отверстием для напуска газа; 7 – алундовые кольца; 8 – фланец из нержавеющей стали; 9 – система водяного охлаждения). Дополнительно проводились эксперименты с ВЧ-источником. На рис. 14 приведено осевое распределение магнитного поля установки ДИС-1: а) при однонаправленном включении поля источника и установки; б) при встречном их включении.

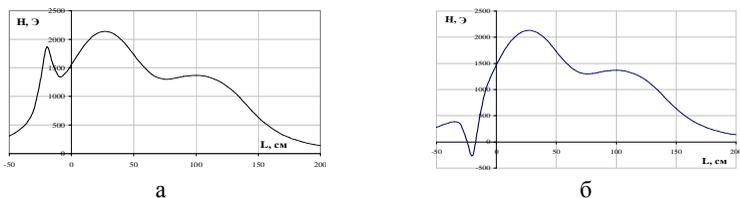


Рис. 14.

**Сценарий эксперимента.** Плазма из плазменного источника движется вдоль силовых линий спадающего магнитного поля и выходит на коллекторы, расположенные в торце вакуумной камеры. При включении радиального электрического поля  $E$  плазма начинает вращаться в скрещенных радиальном электрическом поле  $E$  и продольном магнитном поле  $H$  с частотой  $\omega_E$ . При достижении условия  $\omega_E = \omega_{ci}/2$ , где  $\omega_{ci}$  – циклотронная частота иона с массой  $\mu_i$  в магнитном поле, происходит резонансное ускорение ионов. Ускоренные ионы могут выйти на стенки вакуумной камеры в некой кольцевой области. Таким образом, появятся сигналы на продольных коллекторах, расположенных по образующей, вдоль стенки вакуумной камеры. Одновременно токи на коллекторы, располагающиеся в торце вакуумной камеры, должны уменьшиться (в идеальном случае – на величину, пропорциональную концентрации ионов данного сорта в плазме). На стенки вакуумной камеры ускоренные ионы могут выходить в некоторой кольцевой области, которая имеет длину  $L$ , вдоль оси магнитного поля от  $r_{ci} \cdot R/r_{ci} < L < 2\pi r_{ci} \cdot R/r_{ci}$ , или  $R < L < 6R$ , где  $R$  – радиус плазмы,  $r_{ci}$  – ларморовский радиус резонансных ионов. На антеннах и коллекторах, располагаемых в камере, должны появиться сигналы с резонансной частотой, а также сигналы с кратными частотами. Также возможен выход плазмы в осевом направлении.

В дальнейшем предполагается измерять изменение массового состава ионов в области торцевого коллектора, проводить десорбционный анализ газов с поверхностей продольного коллектора и измерять потоки ней-

тральных атомов перезарядки на боковые поверхности камеры, и т.д.

**Система получения радиального электрического поля  $E_r$  в плазме, токовые и тепловые нагрузки.** Пеннинговский разряд [2, 3] не позволяет получить радиальное электрическое поле по всему сечению плазмы, поэтому в проекте [11] были применены электроды типа спирали Архимеда, витки которой задавали это распределение. Такое решение потребовало мощной системы питания, которого не было в нашем распоряжении, поэтому была выбрана система коаксиальных колец (фотография коаксиальных электродов представлена на рис. 15,а, схема питания электродов – на рис. 15,б).

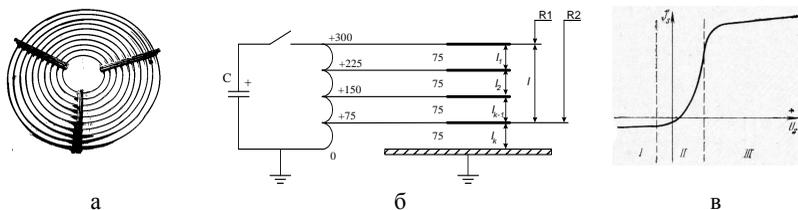


Рис. 15.

Коаксиальные электроды, задающие  $E_r$  поле в плазме могут быть рассмотрены как одиночные зонды Ленгмюра, отчего на них появляются высокие токи и тепловые нагрузки, особенно в области высоких положительных потенциалов на электродах. На рис. 15,в представлена типичная зондовая характеристика с насыщением в электронной области III. В табл. 2 приведены плотности плазмы, ионных (протоны) и электронных токов, тепловые нагрузки на электродах, температура электродов при радиационном теплосъеме.

Таблица 2 – Плотности плазмы, ионных (протоны) и электронных токов, тепловые нагрузки на электродах, температура электродов при радиационном теплосъеме

$n_i, \text{см}^{-3}$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$
$j_+, \text{А/см}^2$	0,025	0,25	2,5	25
$j_-, \text{А/см}^2$	1,0	10,0	100,0	1000,0
$W, \text{Вт/см}^2$	250	2500		
$T, \text{°C}$	2200	>4000		

Плотность токов рассчитывалась по следующей формуле:

$$j_i = 0.4en_i(2kT_e/m)^{1/2}, j_M = j_H(m_H/m_M)^{1/2}. \quad (14)$$

**Производительность и выбор параметров системы.** Создание ускорительной установки требует учета большого количества параметров, от которых зависит производительность сепаратора. Производительность сепаратора определяется потоком плазмы из источника и дальнейшая его транспортировка определяется условиями его постоянного в различных сечениях сепаратора, до области разделения, где часть потока, селективно ускоренная, либо выходит из области распространения потока, либо поглощается поверхностями, располагаемыми в потоке. Производительность может быть определена:

$$m = M\Delta\mu V_{II} n_i \alpha \beta S t, \quad (15)$$

где  $M$  – атомный вес изотопа;  $\Delta\mu$  – его процентное содержание;  $V_{II}$  – продольная скорость плазмы (для оценок введем  $V_{II} \approx 10^5$  см/с);  $n_i$  – концентрация ионов плазмы ( $n_i = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>);  $S$  – сечение плазмы ( $S = 30$  см<sup>2</sup>);  $\alpha$  – КПД ускорения ионов (оптимистическая оценка  $\alpha \approx 0,8$ , реально  $\alpha$  может оказаться значительно меньше);  $\beta$  – КПД сбора ионов ( $\beta \approx 0,6 \div 0,7$ );  $t$  – время наработки изотопов.

Представленные выше условия ускорения ионов изотопов являются, по сути, сомножителями в коэффициенте  $\alpha = \delta \lambda \gamma$  и др. Как будет видно из дальнейшего, имеется ряд причин, по которым не все ионы данного изотопа могут быть вовлечены в режим ускорения, поэтому величина  $\alpha = \delta \lambda \gamma < 1$ .

В формуле (4), определяющей производительность плазменного сепаратора, существенно изменяемыми параметрами могут быть  $n_i$  и  $S$ . Параметр  $V_{II}$  является ограниченным, поскольку нежелательно повышение температуры и связанное с ним образование двузарядных ионов урана  $U^{2+}$ , которые будут уходить вместе с примесями, имеющими атомный вес  $M \approx 119 \pm \Delta M$ . При создании плазмы имеется еще одна особенность, которую необходимо отметить. Поскольку энергия ионизации кислорода больше ионизации  $U^{2+}$ , то практически весь кислород окажется в газовой, а не плазменной фазе, и будет образовывать двуокись урана прямо на стенках, где осаждаются ионы урана. Значения производительности сепаратора по различным массам приведены в табл. 3.

Величина напряженности магнитного поля должна выбираться исходя из того условия, что ларморовские радиусы тяжелых ионов не должны превышать размеры вакуумной камеры. В табл. 4 приведены значения ларморовских радиусов для разных ионов с различной энергией.

На рис. 16 представлена зависимость циклотронной частоты  $\omega_{ci}$  от величины магнитного поля для ионов Ag, Kr, Xe, U. Условие резонанса для компонентов вращающейся плазмы показано на рис. 17.

Таблица 3 – Производительность сепаратора по различным массам (эквивалентный ток ионов урана  $I = 20\text{А}$ ,  $S = 10^4\text{ см}^2$ ,  $n = 10^{11}\text{ см}^{-3}$ ,  $c_1 = 20\%$ ,  $T_i = 3\text{эВ}$ )

$M$ , а.е.м.	~6 (литий)	~20 (неон)	~50 (ванадий)	~150 (самарий)	~240 (уран, плутоний)
$m$ (кг/год) 20%	43,7	80,2	126,2	218,7	273,9
$m$ (кг/год) 100%					1560

Как видно из рис. 17, величины электрических полей для получения резонансных условий для ионов аргона в магнитных полях величиной 1 кЭ сильно отличаются от тех же величин для ионов U и Xe, поэтому имитировать ОЯТ и продукты распада необходимо с помощью тяжелых элементов

Таблица 4 – Значения ларморовских радиусов однозарядных ионов различных масс

Элемент	$r_i$ , см				$B$ , Э
	1 эВ	5 эВ	10 эВ	100 эВ	
$\text{U}^{238}$	1,57	3,52	4,97	15,74	$10^3$
$\text{U}^{235}$	1,56	3,5	4,95	15,64	$10^3$
Xe	1,17	2,6	3,7	11,72	$10^3$
Kr	0,93	2,08	2,95	9,34	$10^3$
Ar	0,64	1,44	2,02	6,45	$10^3$

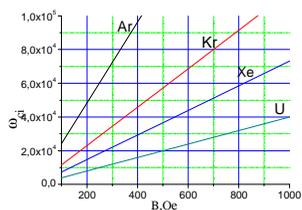


Рис. 16.

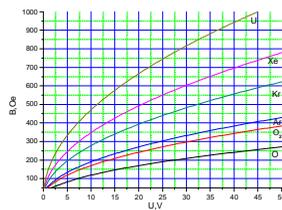


Рис. 17.

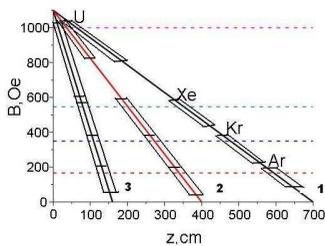


Рис. 18.

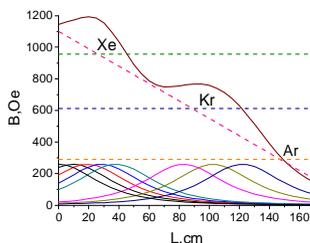


Рис. 19.

Основным критерием для выбора параметров системы сепаратора является условия не перекрытия областей осаждения ядерного топлива ЯТ с продуктами ядерной золы ЯЗ, см. рис. 18 и 19. На рис. 18 представлены зависимости областей осаждения элементов U, Xe, Kr, Ar от величины магнитных полей и длины системы для линейного характера зависимости магнитного поля от длины системы.

Как видно из рис. 18, при линейном характере убывания магнитного поля полное неперекрывание областей осаждения тяжелых элементов возможно при длине системы не менее 7 м. Длина установки ДИС-1 составляет 1.6 м. Поэтому нами выбрана нелинейная конфигурация магнитного поля, представленная на рис. 19.

**Результаты эксперимента.** Эксперименты проводились со смесью Xe-Kr-CO<sub>2</sub> и индивидуальными газами Ar и CO<sub>2</sub>. На рис. 20,а,б,в представлены распределения токов на 4 электрода торцового коллектора и осевого коллектора на рис. 20,г.

Наличие характерных минимумов на графиках можно интерпретировать используя данные рис. 17. На рис. 20,а,б,в минимумы согласуются с ожидаемым положением ионов данной массы. Некоторое смещение минимумов на кривых может объясняться радиальной неоднородностью магнитного поля на разных радиусах, на которых располагаются коллекторы.

Результаты экспериментов свидетельствуют о возможности разделения элементов во вращающейся плазме при выполнении условия  $\omega_E = \omega_{ci}/2$ . Энергозатраты на разделение оказываются достаточно близкими к намеченным 0,5-1,0 кэВ/ион. Этот результат указывает на необходимость продолжения экспериментов с целью отработки технологии плазменной сепарации, оптимизации параметров для выполнения основной цели – переработки ОЯТ.

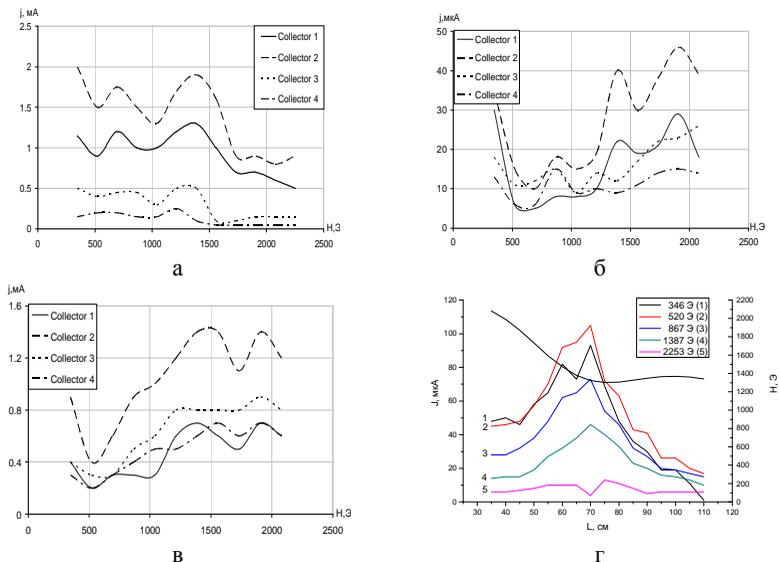


Рис. 20.

## 8.6 Выводы.

Создана экспериментальная электромагнитная плазменная установка, предназначенная для плазменного разделения элементов в имитационном эксперименте по разделению ОЯТ, которая включает: магнитную систему, вакуумную систему, плазменный источник, систему электропитания, систему создания радиального электрического поля в плазме, систему диагностики плазмы.

Результаты экспериментов свидетельствуют о возможности разделения элементов во вращающейся плазме. Ввиду малых магнитных полей и ускоряющих напряжений энергетические затраты оказываются достаточно близкими к намеченным, т.е. около 0,5 кэВ/ион – величин, экономически целесообразных для обработки ОЯТ электромагнитным методом.

Полученный результат указывает на необходимость дальнейшего продолжения экспериментов по отработке технологии разделения элементов, уточнению величин и оптимизации параметров.

Созданная установка может быть прообразом будущего опытно-промышленного плазменного сепаратора для переработки ОЯТ.

**Список литературы. 1.** Изотопы: свойства, получение, применение. В 2 т. Т.1 / Под ред. В.Ю. Баранова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 600 с. 2. Рожков А.М., Степанов К.Н., Супруненко В.А., Фареник В.И. Исследование возбуждения ионно-цик-

лотронных колебаний в плазме, находящейся в скрещенных электрическом и магнитном полях // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. – В. 1. – Киев: Наукова Думка, 1971. – С. 14-18. **3. Рожков А.М., Степанов К.Н.** и др. Резонансная циклотронная неустойчивость во вращающейся плазме // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. – В. 3. – Киев: Наукова Думка, 1972. – С. 193-202. **4. Иоффе М.С., Соболев Р.И., Тельковский В.Г., Юшманов Е.Е.** Исследование удержания плазмы в ловушке с магнитными пробками // ЖЭТФ, 1960. – Т. 39. – Вып. 6(12). – С. 1602-1611. **5. Байбородов Ю.Т., Готт Ю.В., Иоффе М.С., Юшманов Е.Е.** Неустойчивые состояния плазмы в ловушке с комбинированным полем // ЖЭТФ, 1966. – Т. 3. – Вып. 2. – С. 92-96. **6. Михайловский А.Б., Цытин В.С.** Высокочастотная неустойчивость плазмы, находящейся в радиальном электрическом и продольном магнитном полях // Письма в редакцию ЖЭТФ, 1966. – Т. 3. – Вып. 6. – С. 247-250. **7. Аскарьян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А.** / Письма ЖТФ, 1975. – Т. 1. – С. 820. **8. Dawson J.M.** et.al. Isotop Separation in plasma by use of ion cyclotron resonance // Phys. Rev.Lett. – 1976. – V. 37, 23. – P. 1547-1550. **9. Муромкин Ю.А.** . Разделение изотопов в плазме с помощью ионно-циклотронного нагрева // Итоги науки и техники. Физика плазмы. – Москва, 1991. – Т. 12. – С. 83. **10. Карчевский А.И., Лазько А.И., Муромкин Ю.А., Мячиков А.И., Пашковский В.Г., Устинов А.Л., Чепкасов А.В.** Исследование разделения изотопов лития в плазме при изотопически селективном ИЦР – нагреве // Физика плазмы. – 1993 – Т. 19. – №3. – С. 411-419. **11. Litvak A., Agnew S., Anderegg F., Cluggish B., Freeman R., Gilleland J., Isler R., Lee W., Miller R., Ohkawa T., Putvinski S., Sevier L., Umstadter K., Winslow D.** Archimedes Plasma Mass Filter // 30<sup>th</sup> EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. – St. Petersburg (Russia). 2003. – Vol. 27 A, O – 1.6 A. **12. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю.** Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие. – М.: Наука, 1972. – 224 с. **13. Спутцер Л.** Физика полностью ионизованного газа.– М.: Мир, 1965. – 112 с. **14. Тимофеев А.В.** О разделении ионов многокомпонентной плазмы в криволинейном магнитном поле // Физика плазмы. – 2000. – Т. 26. – №7. – С. 667-668. **15. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н. и др.** Применение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // Атомная энергия. – 2006. – Т. 101. – Вып. 4. – С. 302-306. **16. Yegorov A.M., Yuferov V.B., Shariy S.V., Seroshtanov V.A., Druy O.S., Yegorenkov V.V., Ribas E.V., Khizhnyak S.N., Vinnikov D.V.** Preliminary study of the demo plasma separator // PAST №1. Ser.: “Plasma Physics”. – 2009. – No. 59 – P. 122-124. **17. Сериштанов В.А., Шарый С.В., Юферов В.Б., Друй О.С., Егоренков В.В., Рыбас Е.В.** Двухступенчатый плазменный источник со сжатым вакуумно-дуговым разрядом сепаратора // Вестник ХНУ им. Каразина. Физическая серия "Ядра, частицы, поля". – 2008. – №794. – Вып. 1/37. – С. 111-114. **18. Шарый С.В., Сериштанов В.А., Юферов В.Б., Друй О.С., Егоренков В.В., Рыбас Е.В.** Стационарный газовый плазменный источник тяжелых ионов с дрейфом электронов // Вестник ХНУ им. Каразина. Физическая серия "Ядра, частицы, поля". – 2008. – №794. – Вып. 1/37. – С. 121-124.

*Поступила в редколлегию 2.11.2010*