

УДК 621.039.67

## Рекуперация энергии немоноэнергетического потока ионов в скрещенных однородных $E \perp H$ -полях

ВИНОГРАДОВА О. А., ДИМИТРОВ С. К., ЛУЦЬКО А. С., МАХИН А. В., СМИРНОВ В. М., ТЕЛЬКОВСКИЙ В. Г.

В термоядерных установках с внешней инъекцией быстрых атомов к. п. д. инжектора существенно снижается из-за неполной нейтрализации на газовой мишени предварительно сформированного потока быстрых ионов (для потока  $D^+$  энергией 80—160 кэВ доля неперезарядившихся ионов достигает 40—60%). С помощью рекуперации энергии пучка ионов, неперезарядившихся в мишени, можно существенно повысить к. п. д. инжектора. Для моноэнергетического потока ионов одной из возможных систем рекуперации энергии является чисто электростатический «пролетный» рекуператор с эллиптической формой поверхности коллекторов. Оценка его параметров приведена в работе [1]. Согласно расчетам, к. п. д. такого рекуператора равен  $\sim 90\%$  для широкого диапазона энергии и плотности пучков моноэнергетических ионов, характерных для инжекторов термоядерных установок. Основные трудности увеличения к. п. д. инжектора с помощью торможения ионов, остающихся после прохождения нейтрализатора, заключены в трехкомпонентности пучка ионов по энергии  $W_0, W_0/2, W_0/3$ , что связано с наличием в нем молекулярных компонентов из источника ионов. В работе [2] оценена возможность использования электростатических рекуператоров с эллиптической поверхностью коллекторов в качестве конечных в схеме с разделением пучка неперезарядившихся ионов после нейтрализатора с помощью отклоняющего магнита; к. п. д. рекуперации при этом составляет  $\sim 90\%$ , однако требуется хорошая экранировка объема рекуператоров от магнитного поля разделяющего магнита и термоядерной установки. В

работе [3] предложено использовать в схеме с разделяющим магнитом в качестве конечных рекуператоров прямой преобразователь энергии моноэнергетических пучков ионов с компенсацией объемного заряда потоками электронов, дрейфующих в скрещенных  $E \perp H$ -полях, который позволит преобразовывать энергию плотных пучков ионов без их расширения с к. п. д.  $\sim 90\%$ . Во всех этих схемах, однако, разделены фазы разведения пучков ионов разной энергии и торможения и сбора ионов на коллекторы.

В настоящей работе для рекуперации энергии немоноэнергетического плотного пучка ионов предлагается система, использующая один или два «полупериода» движения иона по трохойде в скрещенных  $E \perp H$ -полях (рис. 1, 2). При этом одновременно осуществляется как торможение, так и пространственное разделение ионов различной энергии с последующим сбором на коллектор, находящийся под соответствующим потенциалом. Система позволяет преобразовывать энергию пучка большой плотности без его расширения, в отличие от рекуператора «пролетного» типа [1]. Объемный заряд ионов компенсируется электронными потоками, которые поступают в систему в основном с тепловых эмиттеров, а также при ионизации остаточного газа и вторичной ионно-электронной эмиссии. Ограничение на плотность пучка ионов накладывает только возможность искажения внешнего магнитного поля собственными магнитными полями компенсирующих дрейфовых электронных потоков. Чтобы этого избежать, должен быть мал параметр  $\alpha = \tilde{H}/H \approx \approx 4\pi n_0 (W_0/H^2) \ll 1$ , где  $\tilde{H}$  — собственное маг-

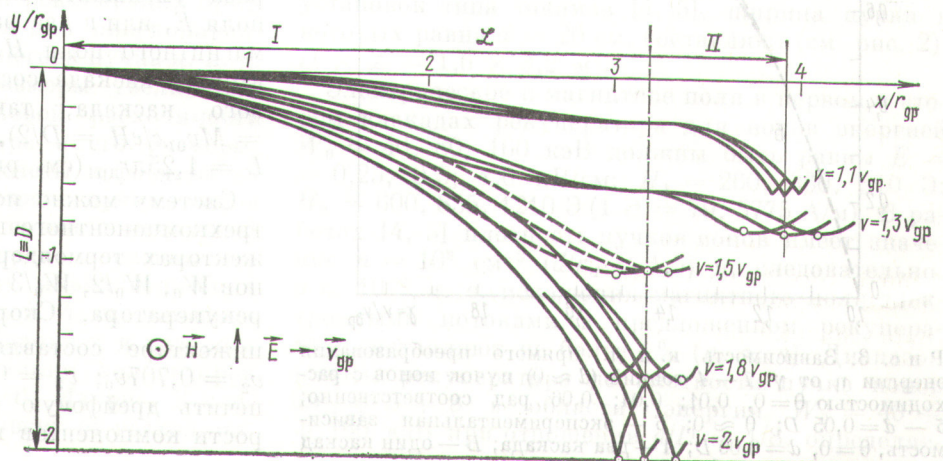


Рис. 1. Траектории ионов в двухкаскадной системе с  $E \perp H$ -полями (расходящийся пучок с  $\theta = \pm 0,04$  рад): I — первый полупериод движения иона по трохойде (каскад 1,  $H_1$ ); II — второй полупериод движения иона по трохойде (каскад 2,  $H_2 = 2H_1$ )

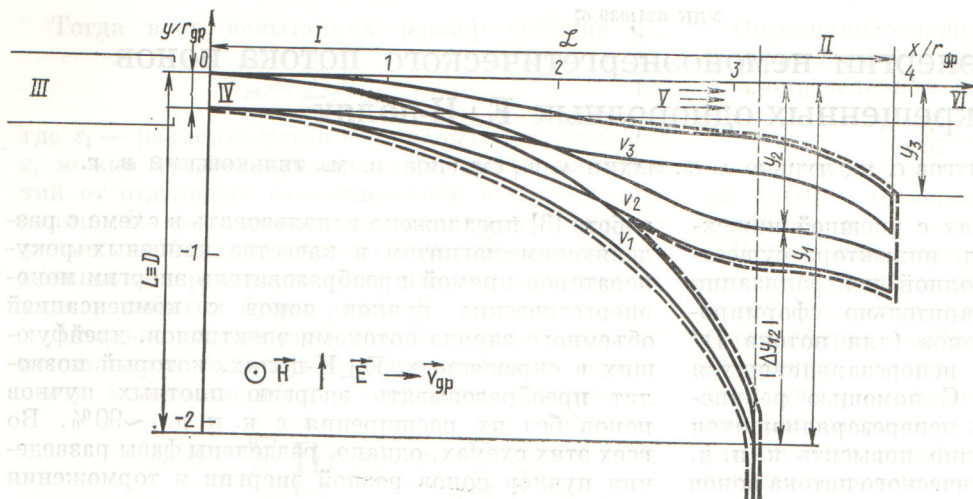


Рис. 2. Система с однородными  $E$  и  $H$ -полями для инжектора термоядерной установки с трехкомпонентным по энергии пучком ионов  $W_0, W_0/2, W_0/3$ : I — то же, что на рис. 1; II — второй полупериод движения иона по трохойде (каскад 2,  $H_2 = KH_1$ ); III — камера нейтрализации; IV — вход в рекуператор; V — поток нейтральных компонентов; VI — термоядерная установка

нитное поле электронных потоков;  $n_0$  и  $W_0$  — плотность и максимальная энергия пучка ионов на входе в рекуператор, или  $(d/r_d)^2 (D/d) (L/d) \times (W_0/Mc^2) \ll 1$ , где  $d/r_d$  — параметр, характеризующий влияние объемного заряда;  $d$  — ширина пучка, см;  $r_d = (W_0/2\pi e^2 n_0)^{1/2}$ ;  $D$  — характерный размер ионной циклоиды  $D = 2W_0 Mc^2 / (Le^2 H^2)$ ;  $e$  и  $M$  — заряд и масса ионов;  $c$  — скорость света;  $L$  — характерный размер системы (на рис. 1 длина торможения ионов максимальной энергии), в нашем случае  $L \equiv D$ . Таким образом, диапазон работы рекуператора определяется неравенством  $(d/r_d)^2 \ll (Mc^2/W_0) (d/D)^2$ .

При оценке к. п. д.  $\eta_1$  рекуперации энергии в однокаскадной (использующей один полупе-

риод движения иона по трохойде) системе для тонкого ( $d \ll D$ ) нерасходящегося ( $\theta \approx 0$ ) пучка ионов энергией  $W_0/4 \leq W \leq W_0$  получено значение  $\eta_1 = 4(\gamma - 1)/\gamma^2$  (рис. 3), где  $\gamma = v/v_{др}$ ;  $v$  — скорость иона на входе в рекуператор (см. рис. 2);  $v_{др} = cE/H$  — его дрейфовая скорость. Видно, что к. п. д. резко уменьшается при  $\gamma \leq 1,5$ , поэтому для более полного торможения частиц с  $\gamma \leq 1,5$  предлагается использовать второй каскад торможения (второй полупериод движения иона по трохойде) (см. рис. 1, 2), в котором дрейфовая скорость ионов  $v_{др2} = v_{др1}/2$ , а входная скорость частиц  $v_{в2}$  во второй каскад торможения  $v_{др2} \leq v_{в2} \leq 2v_{др2}$ . В системе с двумя каскадами к. п. д. рекуперации энергии ионов с  $\gamma \leq 1,5$  равен  $\eta_2 = (2\gamma - 1)/\gamma^2$  (см. рис. 3). Минимальный к. п. д. рекуперации энергии ионов в двух каскадах — 89% для ионов с  $\gamma = 1,5$ , максимальный — 100% для ионов с  $\gamma = 1, 2$  ( $\theta \approx 0$ ). Для пучка ионов энергией  $W_0/4 \leq W \leq W_0$  ( $1 \leq \gamma \leq 2$ ) средний по энергии к. п. д. двухкаскадной системы равен 96% ( $\theta = 0$ ).

Для уменьшения дрейфовой скорости во втором каскаде в два раза необходимо или в два раза уменьшить напряженность электрического поля  $E$ , или в два раза увеличить напряженность магнитного поля  $H$ . В последнем случае длина второго каскада составляет четверть длины первого каскада, так как  $r_{др2} = r_{др1}/4$  ( $r_{др} = Mv_{др}c/eH = D/2$ ), а полная длина системы  $L = 1,25\pi r_{др}$  (см. рис. 1, 2).

Систему можно использовать для рекуперации трехкомпонентного по энергии пучка ионов в инжекторе термоядерных установок. Энергия ионов  $W_0, W_0/2, W_0/3$  находится в диапазоне работы рекуператора. Скорости компонентов пучка в инжекторе составляют  $v_1 = v_0 = \sqrt{2/M} \sqrt{W_0}$ ;  $v_2 = 0,707v_0$ ;  $v_3 = 0,577v_0$ . Если в системе обеспечить дрейфовую скорость  $v_{др} = v_0/2$ , то скорости компонентов пучка будут равны  $v_1 = 2v_{др}$ ;

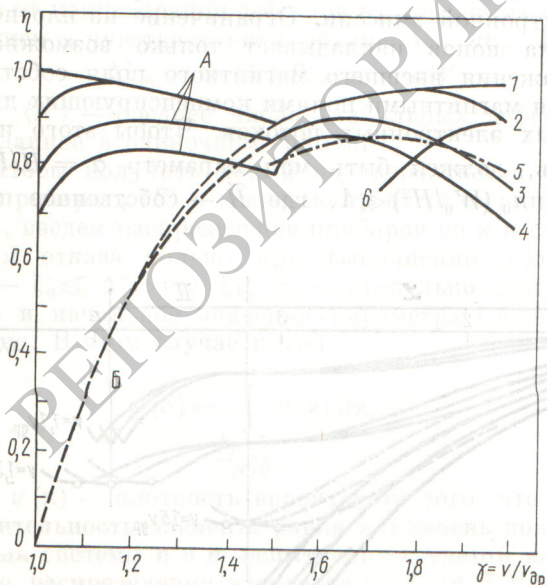


Рис. 3. Зависимость к. п. д. прямого преобразования энергии  $\eta$  от  $\gamma$ : 1 — 4 тонкий ( $d \approx 0$ ) пучок ионов с расходимостью  $\theta = 0, 0,01, 0,04, 0,06$  рад соответственно; 5 —  $d = 0,05 D$ ;  $\theta \approx 0$ ; 6 — экспериментальная зависимость,  $\theta = 0, d = 0,06 D$ ; А — два каскада; Б — один каскад

$v_2 = 1,414 v_{др}$ ;  $v_3 = 1,155 v_{др}$ . Таким образом, для более полного отбора энергии ионов в инжекторе необходимы два каскада торможения.

Для проектируемых инжекторов крупных термоядерных установок энергия инъекции равна  $W_0 = 40, 80, 160$  кэВ [4, 5], а скорость ионов  $v_0 = (2 \div 4) \cdot 10^8$  см/с. Чтобы эффективность преобразования энергии ионов со скоростями  $v_1 = v_0$  была максимальна ( $\eta_{v1} = 100\%$ ), необходимо созданием соответствующего отношения  $E$ - и  $H$ -полей обеспечить в первом каскаде дрейфовую скорость  $v_{др1} = v_1/2 = (1 \div 2) \cdot 10^8$  см/с.

Величина  $E$ - и  $H$ -полей выбирается с учетом а) пространственного разделения пучков ионов со скоростями  $v_1$  и  $v_2$  (см. рис. 2)

$$|\Delta y_{12}| = |y_1| - |y_2| = 2r_{др}(\gamma_1 - \gamma_2) \geq d \text{ и } r_{др} \geq d/[2(\gamma_1 - \gamma_2)] = 0,85d; \quad (1)$$

б) вывода ионов со скоростями  $v_3$  за пределы потока нейтрального компонента шириной  $d$  (см. рис. 2)

$$|y_3| \geq d \text{ и при } H_2 = 2H_1\gamma_3^2 r_{др}/2 \geq d \text{ и } r_{др} \geq 2d/\gamma_3^2 = 1,5d, \quad (2)$$

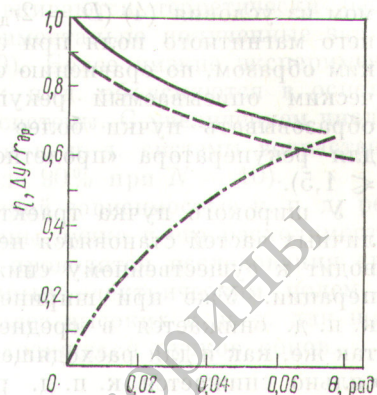
где  $y_1, y_2, y_3$  — координаты точек максимально возможного торможения ионов со скоростями  $v_1, v_2, v_3$ ;  $H_1$  и  $H_2$  — магнитное поле в первом и втором каскадах;

в) минимальности размеров рекуператора.

Видно, что более жесткое ограничение на размер системы накладывает условие (2), и  $r_{др}$  должен быть не менее  $1,5d$ . Магнитное поле во втором каскаде  $H_2$  для получения в нем максимально возможного к. п. д. должно быть равно  $H_2 = H_1K$ , где  $K = 2/(2 - \gamma_3)$ . Тогда к. п. д. преобразования двухкаскадной системы будет  $\eta_{2к} = \gamma_3^2/\gamma^2 [2\gamma/\gamma_3 - 1]$ , к. п. д. преобразования энергии ионов со скоростями  $v_2$  и  $v_3$  соответственно 96,9 и 100%, а средний к. п. д. рекуператора выше 99%.

Приведенные оценки к. п. д. рекуперации предложенной системы выполнены для плоскопараллельного пучка. Для расходящегося пучка к. п. д. рекуператора снизится, а размеры увеличатся. Чтобы оценить влияние угловой расходимости пучка на к. п. д. рекуператора и его размеры, проделаны аналитические расчеты и расчеты на ЭВМ траекторий расходящегося пучка ионов в рекуператоре. Траектории ионов с начальной расходимостью  $\theta = \pm 0,04$  рад показаны на рис. 1. Результаты численных и аналитических расчетов представлены на рис. 3, 4, где показана зависимость к. п. д. преобразования  $\eta$  и разброса точек подхода ионов вдоль линии коллекторов  $\Delta y = |y|_{\theta=0} - |y|_{\theta}$  от  $\gamma$  и  $\theta$ . Из рис. 3 следует, что наиболее сильно зависит от расходимо-

Рис. 4 Зависимость к. п. д. прямого преобразования энергии  $\eta$  от  $\theta$ : — расчет; - - - эксперимент; - · - · зависимость разброса ионов  $\Delta y$  вдоль линии коллекторов от начальной расходимости ионов  $\theta$  ( $\gamma = 2$ )



сти пучка эффективность преобразования энергии ионов со скоростью  $v = 2v_{др}$  ( $\gamma = 2$ ). Таким образом, при расходящемся пучке систему необходимо оптимизировать по  $\gamma$  изменением значений напряженности электрических  $E$  и магнитных  $H$  полей. Например, для системы рекуперации в инжекторе трехкомпонентного по энергии пучка ионов  $W = W_0, W_0/2, W_0/3$  вместо  $v_{др} = v_1/2 = v_0/2$ , которые снижают средний к. п. д. с 99% при  $\theta = 0$  до 80% при  $\theta = \pm 0,04$  рад, надо выбрать  $v_{др} = 0,54 v_0$ , и тогда средний к. п. д. рекуперации повысится до 87% при  $\theta = \pm 0,04$  рад. Таким образом, снижение к. п. д. преобразования за счет расходимости пучка по углам после оптимизации системы по  $\gamma$  составит 10—12%, при этом увеличатся размеры системы. Условия (1) и (2) вносят следующие ограничения:

$$|\Delta y_{12}| = 0,725r_{др} \geq d \text{ и } r_{др} \geq 1,4d; \quad (3)$$

$$|y_3| = 0,25r_{др} \geq d \text{ и } r_{др} \geq 4d. \quad (4)$$

Условие (4) более жесткое, чем (3), и, следовательно, при  $\theta = \pm 0,04$  рад  $r_{др}$  должно быть не менее  $4d$ .

Итак, размеры двухкаскадного рекуператора для проектируемых инжекторов термоядерных установок типа токамак [4, 5], ширина пучка в которых равна  $d = 20$  см, составляют (см. рис. 2):  $D \times L = 1,6 \times 3,2$  м<sup>2</sup>.

Электрическое и магнитное поля в первом и втором каскадах рекуператора для ионов энергий  $W_0 = 40, 80, 160$  кэВ должны быть равны  $E = 0,25; 0,5; 1,0$  кВ/см;  $H_1 = 260, 360, 510$  Э;  $H_2 = 600, 855, 1210$  Э (1 Э = 79, 5775 А/м). В работах [4, 5] плотность пучков ионов имеет значение  $n = 10^9$  см<sup>-3</sup> ( $d/r_d \leq 1,5$ ) и, следовательно,  $\alpha \leq 10^{-2}$ , т. е. искажения магнитного поля электронными потоками в предложенном рекуператоре составляют не более 1% ( $n_e \approx n$ ). Диапазон работы рекуператора по плотности пучка ионов  $d/r_d \leq 5 \div 8$  в области энергии  $W_0 = 40 \div 160$  кэВ при отношении  $d/D = 1/8$ , определяе-

мом из условия (4) ( $D = 2r_{др}$ ). Искажения внешнего магнитного поля при этом менее 10%. Таким образом, по сравнению с чисто электростатическим описываемый рекуператор может преобразовывать пучки более плотные (например, для рекуператора «пролетного» типа [1]  $d/r_d \leq 1,5$ ).

У широкого пучка траектории ионов его различных частей становятся неподобными, что приводит к существенному снижению к. п. д. рекуперации. Уже при ширине пучка  $d = 0,05 D$  к. п. д. снижается в среднем на 15%, причем так же, как и для расходящегося пучка, наиболее сильно снижается к. п. д. рекуперации энергии ионов с  $\gamma = 2$  (на 20%, см. рис. 3).

Полный к. п. д. рекуператора снижается также из-за расхода мощности на получение компенсирующих электронов и на их ускорение во внешнем электрическом поле и в поле пучка. Эти потери соответственно равны

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 0,5 \frac{1}{A_0 [\text{мА/ВТ}] W [\text{кэВ}] \frac{\mathcal{L}_и [\text{см}]}{d [\text{см}]} ; \\ \varepsilon_2 &= 1,4 \cdot 10^{-4} (\mathcal{L}_и/d); \\ \varepsilon_3 &= 1,8 (j_i [A/\text{см}^2])^{2/3} \frac{l^{4/3} [\text{см}] \mathcal{L}}{W [\text{кэВ}] d}, \end{aligned}$$

где  $A_0$  — эффективность эмиттеров,  $A_0 \approx 100$  мА/Вт;  $\mathcal{L}_и$  — длина ионного тракта (трохида), вдоль которого расположены эмиттеры, см;  $l$  — расстояние от эмиттеров до пучка;  $j_i$  — плотность тока ионов. Для широкого диапазона энергии и плотности пучка и его геометрических размеров все эти потери в сумме не превышают 1%. Потери на ионизацию и ускорение молекул остаточного газа могут быть снижены до 1% уменьшением давления в установке до  $1,33 \cdot 10^{-3}$  Па.

**Экспериментальная проверка.** Для экспериментальной проверки идеи торможения в скрещенных  $E \perp H$ -полях исследована система с трохидальными траекториями на редком пучке электронов ( $d/r_d \approx 3 \cdot 10^{-4}$ ). В качестве источника электронов использовали электронную пушку

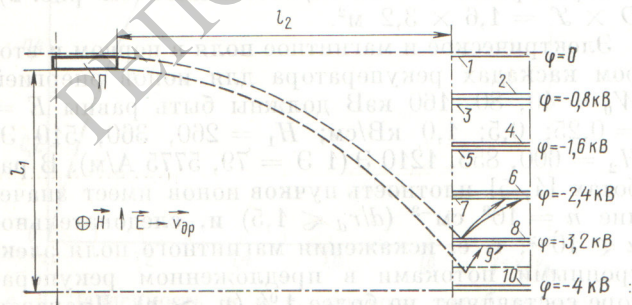
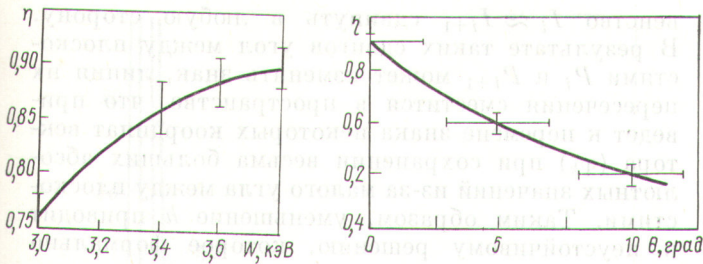


Рис. 5. Схема экспериментального макета:  $E = 0,8$  кВ/см;  $H$  — электронная пушка; 1—10 — коллекторы электронов

клизотрона Ки-37. Максимальная энергия электронов  $W = 4$  кэВ. В зону рекуператора проходит ток  $I \approx 0,5$  мкА. Исследовали зависимость к. п. д. рекуперации энергии электронов от энергии входящего пучка и от угла входа электронов в систему.

Размеры модели ограничены областью однородного магнитного поля. Размер полюсных наконечников электромагнита  $15 \times 10$  см<sup>2</sup>, зазор между ними 12 см. Чтобы значение неоднородности магнитного поля не превышало 5%, характерным размером системы выбрали  $D = 5$  см для энергии электронов  $W = 4$  кэВ, при котором  $E = 0,8$  кВ/см и  $H = 43$  Э. Схема рекуператора показана на рис. 5. Коллектор представляет собой 5 секций, состоящих из пластин под соответствующим потенциалом (линейно-убывающим). Чтобы определить области сбора частиц, секции в области приема электронов выполнены составными. К. п. д. экспериментальной модели значительно снижается из-за конечности числа коллекторов  $\eta \approx 1 - 1/N$  ( $N$  — число коллекторов). Таким образом, так как для нашей системы  $N = 5$ , то максимальный средний к. п. д. для пучка электронов  $1 \text{ кэВ} \leq W \leq 4 \text{ кэВ}$  не превысит 80% (при условии отсутствия тока вторичных частиц). Однако когда электроны попадают на пластины коллектора (2, 4, 6, 8, 10), в вершине траектории или раньше, возможен поток вторичных электронов, которые ускоряются по направлению к противоположным электродам (пластины 1, 3, 5, 7, 9) и набирают некоторую энергию. Если ток вторичной эмиссии превысит ток падающего пучка, то с пластин коллектора (2, 4, 6, 8, 10) регистрируется ионный ток, а с противоположных пластин (1, 3, 5, 7, 9) — электронный. Если электрон попадает на пластины коллектора после прохождения вершины (1, 3, 5, 7, 9), то поток вторичных частиц возвращается на собирающую пластину и с нее регистрируется электронный ток (в случае замедления и сбора ионов ситуация обратна описанной).

Исследован к. п. д. системы в области энергии 3—3,8 кэВ, при этом оптимизированы размеры системы  $l_1$  и  $l_2$  (см. рис. 5) и величина  $H$ . Для увеличения эффективности посередине между двумя крайними коллекторами расположена дополнительная собирающая пластина под соответствующим потенциалом. Максимальный к. п. д. рекуперации 90% для электронов энергией  $W = 3,8$  кэВ получен при  $l_1 = 3,5$  и  $l_2 = 5$  см ( $H = 53$  Э). Значение к. п. д. рекуператора рассчитано по формуле  $\eta = e \sum U_i I_i / (W \sum I_i)$ , где  $U_i$  — потенциал  $i$ -го электрода;  $I_i$  — ток на  $i$ -й электрод. Зависимость к. п. д. рекуператора от начальной энергии показана на рис. 6. Как и следовало ожидать, к. п. д. падает с уменьшением энергии, так как система оптимизирована для  $W = 4$  кэВ.



Р и с. 6. Экспериментальная зависимость к. п. д. рекуперации от энергии первичного пучка  $W$

Р и с. 7. Экспериментальная зависимость к. п. д. прямого преобразования энергии от угла влета пучка  $\theta$

Затем исследовали зависимость к. п. д. от угла входа пучка в систему в диапазоне  $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$  (при энергии пучка  $W = 3,8$  кэВ и постоянном магнитном поле). Кривая зависимости  $\eta(\theta)$  изображена на рис. 7. С увеличением угла входа к. п. д. резко уменьшается, так как пучок попадает на промежуточные электроды, не испытав полного торможения или, наоборот, ускорившись после прохождения вершины траектории. Так, при угле  $\pm 2^\circ$  ( $0,035$  рад) к. п. д. уменьшается до 80%.

На рис. 3, 4 сравниваются теоретически рассчитанные и экспериментально полученные зависимости  $\eta(\gamma)$  и  $\eta(\theta)$ . Более низкие экспериментальные значения к. п. д. объясняются в основном дискретностью системы. С увеличением числа собирающих пластин к. п. д. системы возрастает (с 80% при  $N = 5$  до 90% при  $N = 10$ ).

В связи с отмеченной зависимостью к. п. д. рекуператора от ширины пучка и его расходимости в настоящее время проводятся исследования системы с неоднородным электрическим полем в целях получения более высоких к. п. д. для широких плотных расходящихся пучков ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Виноградова О. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 1, с. 18.
2. Виноградова О. А. и др. В кн.: Докл. Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Т. 2. Л., 1977, с. 47.
3. Виноградова О. А. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 5, с. 414.
4. Семашко Н. Н. и др. [2], с. 7.
5. Семашко Н. Н. и др. Там же, с. 28.

Поступила в Редакцию 30.01.80

УДК 550.832.52

О разрешающей способности гамма-каротажа

ПРИТЧИН Б. П.

Разрешающая способность  $\gamma$ -каротажа имеет некоторый предел, зависящий от условий регистрации каротажных диаграмм: точности измерения мощности экспозиционной дозы (МЭД)  $\gamma$ -излучения и характера диаграммы чувствительности детектора. Этот предел может быть достигнут только при использовании метода интерпретации, определенным образом согласованного с условиями каротажа. В настоящей статье на примере двух методов интерпретации показано, как влияют особенности алгоритма решения обратной задачи  $\gamma$ -каротажа на его разрешающую способность.

При решении обратной задачи каротажа имеет смысл рассматривать модели разреза, в которых изменение радиоактивности ограничивается направлением оси скважины  $z$ . Обычно применяемые детекторы  $\gamma$ -излучения имеют изотропную (в плоскости, перпендикулярной к оси скважины) диаграмму чувствительности, и это исключает возможность обоснованно применять модели разреза более сложной структуры.

Наиболее совершенной при данном ограничении моделью является распределение гамма-излучателей, описываемое функцией произвольного вида  $\varphi(z)$ , которая может иметь конечное число разрывов первого рода. (Модель разреза и функция  $\varphi(z)$  здесь и далее используются как синонимы).

Отвечающее этой модели решение обратной задачи есть решение интегрального уравнения

$$I(\zeta) = \int_a^b G(\zeta, z) \varphi(z) dz, \tag{1}$$

где  $I(\zeta)$ ,  $\zeta \in [c, d]$  — МЭД  $\gamma$ -излучения на отрезке  $[c, d]$  оси скважины;  $G(\zeta, z)$  — непрерывная в прямоугольнике  $\zeta \in [c, d]$ ,  $z \in [a, b]$  функция, называемая ядром уравнения. Она однозначно связана с диаграммой чувствительности детектора и имеет смысл МЭД  $\gamma$ -излучения в точке  $\zeta$ , вызванной единичным содержанием гамма-излучателей, сосредоточенных в точке  $z$ . Обратная задача в такой постановке неразрешима прежде всего потому, что для этого необходимо аналитическое задание функции  $I(\zeta)$ ; практически  $I(\zeta)$  можно получить лишь в виде графика или соответствующего цифрового кода и только приближенно. Кроме того, интегральное уравнение Фредгольма первого рода, каким является уравнение (1), представляет собой из-за неустойчивости решения типичный пример некорректной задачи [1].

Таким образом, модель разреза, задаваемая функцией  $\varphi(z)$  произвольного вида, не может быть основой для разработки практических приемов решения обратной задачи. Естественным и