

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА В ЭНЕРГИЮ НАПРАВЛЕННОГО ПОТОКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЯДЕРНО-ФОТОННОМ ДВИЖИТЕЛЕ

А.В. Гулевич, О.Ф. Кухарчук, Н.И. Логинов, А.С. Михеев
ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского



Обсуждаются вопросы прямого преобразования тепловой энергии реактора ядерно-фотонного движителя в энергию направленного потока светового излучения. Рассмотрены возможные схемы такого конвертора, различающиеся геометрической формой излучателя и отражателя, и выполнен сравнительный расчетный анализ эффективности этих схем.

Ключевые слова: прямое преобразование энергии, ядерно-фотонный движитель, излучатели тепловой энергии

Key words: direct conversion of energy, nuclear-photon engine, irradiators of thermal energy.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема исследования дальнего космоса связана прежде всего с созданием двигателя, обладающего очень высоким импульсом. В работах [1, 2] показана возможность и перспективность создания для указанной цели фотонного двигателя (ФД) малой тяги с ядерной энергетической установкой (ЯЭУ). В такой энергодвигательной установке тепловое излучение ЯЭУ, преобразованное в параллельный поток фотонов создает необходимую тягу.

Проблема создания ФД с ЯЭУ может быть разбита на две относительно самостоятельные задачи.

1. Создание высокотемпературной ЯЭУ с ресурсом работы в десятки лет, обладающей необходимыми массо-габаритными и энергетическими параметрами.

2. Создание системы передачи высокотемпературного (~ 2000–3000°C) тепла от ЯЭУ к излучателю и преобразование теплового излучения в направленный поток фотонов.

Задачи рассмотрены на концептуальном уровне в [3], где показана реальность достаточно дальних полётов с помощью ядерных фотонных ракет уже при нынешнем уровне развития ядерной энергетике.

Одним из основных параметров, определяющих возможности таких полётов, является эффективность преобразования тепловой энергии ядерного реактора в направленный, желателен параллельный поток фотонов. В работе рассматриваются только вопросы преобразования теплового излучения в направленный поток фотонов. Целью исследования являются сравнительный анализ возможных си-

стем преобразования и получение максимально возможной тяги при заданных тепловой мощности и температуре излучателя.

В упомянутых работах указывается на целесообразность применения тепловых труб для передачи тепла от реактора к излучателю, так как только в этом случае можно получить минимальную разность значений температуры реактора и излучателя при заданном тепловом потоке. Эта разность может составить всего несколько градусов, т.е. температура излучателя практически равна температуре реактора или максимальной допустимой рабочей температуре конструкционных материалов. Поэтому будем считать, что температура излучателя практически равна максимально допустимой температуре элементов реакторной установки.

При создании ФД с ЯЭУ необходимо оптимизировать массогабаритные характеристики всей установки, однако данная работа ограничивается рассмотрением только системы излучения и преобразования тепла в силу тяги.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Известно, что все тепло, выделяемое ЯЭУ, работающей в космосе, должно и может быть сброшено в окружающее пространство (за исключением части, затраченной на получение электроэнергии) только излучением. Известно также, что максимальное количество тепла, которое можно сбросить с единицы площади излучателя, определяется законом Стефана–Больцмана

$$q_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot T^4 = 5,67 (T/100)^4, \quad (1)$$

где q_0 – тепловой поток, излучаемый с 1 м^2 поверхности абсолютно черного тела (табл. 1).

Световое излучение, будучи сконцентрировано в одном направлении, создает давление на излучатель, определяемое формулой

$$P = q/c, \quad (2)$$

где c – скорость света.

Значения светового давления также приведены в табл.1, откуда видно, что фотонный двигатель с ядерной энергетической установкой мощностью $\sim 3 \text{ МВт}$ с площадью излучателя 1 м^2 при температуре абсолютно черного излучателя 2700 К может развить тягу 10 мН (или 1 г силы). Выберем эту гипотетическую установку в качестве основы для последующих сравнений.

Таблица 1

Световое давление в зависимости от температуры излучателя

$T, \text{ К}$	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000
$q, \text{ кВт/м}^2$	902	1103	1328	1587	1881	2215	2591	3013	3485	4010	4593
$P \cdot 10^3, \text{ Н/м}^2$	3,02	3,68	4,43	5,29	6,27	7,38	8,64	10,04	11,62	13,37	15,31

Направленность излучения абсолютно черного тела (диффузное излучение) определяется геометрической формой излучателя и дополнительных устройств – концентраторов. Простейшие геометрические формы излучателей – это сфера, цилиндр и плоскость. Для того чтобы сбросить тепло упомянутой выше гипотетической установки с помощью излучателя 1 м^2 нужно иметь сферический излучатель диаметром $0,564 \text{ м}$ или цилиндрический диаметром, например, $0,16 \text{ м}$ и длиной 2 м , или плоский диск диаметром $0,798 \text{ м}$ с двухсторонним излучением ($1,129 \text{ м}$ – с односторонним излучением).

Каждый из этих излучателей посылает тепловое излучение более или менее равномерно во все пространство, и суммарная тяга равна нулю. Поэтому необхо-

димы дополнительные устройства, преобразующие это излучение в направленный, а в идеальном случае в параллельный, поток фотонов.

Рассмотрим возможные конструктивные формы излучателей (рис. 1), дающих тягу, отличную от нуля.

Очевидно, что площадь излучающей поверхности (при заданной мощности и температуре) должна остаться прежней, в нашем случае 1 м^2 . Следовательно, диаметр сферы должен быть увеличен в $\sqrt{2}$ раз и будет равняться $0,795 \text{ м}$. При этом общая поверхность сферы и ее масса (без теплоизоляции) увеличиваются в два раза. Более целесообразной с теплофизической точки зрения представляется показанная на рис.1 полусфера того же диаметра ($0,795 \text{ м}$), так как в этом случае площадь теплоизоляции, её масса и потери тепла в два раза меньше.

То же можно сказать в отношении полуцилиндрического и плоского излучателей. Естественно, что и в этих случаях площадь излучающей поверхности должна быть сохранена. В частности, диаметр диска с односторонним излучением будет равен $1,129 \text{ м}$.

Во всех вариантах исполнения излучение происходит в полупространство и создает тягу, отличную от нуля, но меньшую, чем указано в табл. 1, в которой приведены данные для направленного излучения.

С точки зрения охлаждения ЯЭУ три типа излучателей равноценны, так как сбрасывают в пространство одно и то же количество тепла. Однако тяга, создаваемая каждым из этих излучателей, различна, так как «направленность» их излучения различна (рис. 2). Излучение каждой элементарной площадки, расположенной на сфере и цилиндре под некоторым отличным от нуля углом к направлению движения, направлено частично навстречу движению, а на плоском излучателе «встречное» излучение отсутствует.

Рассчитаем тягу, создаваемую каждым из трех типов излучателей.

Начнём с плоского диска. Световое давление, или сила тяги на единицу площади поверхности излучателя равна $P = q_0 / c$, где q_0 – удельный тепловой поток (или

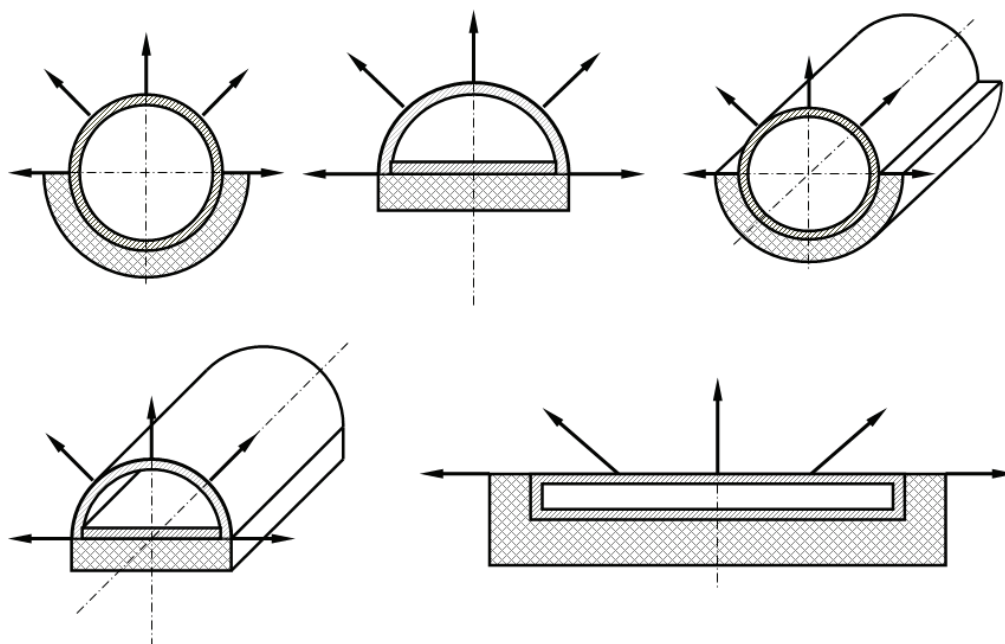


Рис. 1. Различные формы излучателя (сфера, полусфера, цилиндр, полуцилиндр, диск)

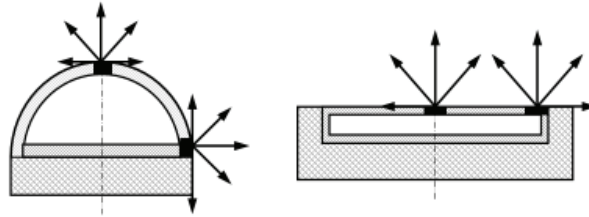


Рис. 2. Направленность излучения полусферы и диска

энергия E), излучаемый с единицы площади. В соответствии с [4], энергия, излучаемая в единицу телесного угла с элемента поверхности df , равна

$$dE = dq_0 = E_n df d\psi \sin\varphi \cos\varphi d\varphi, \quad (3)$$

где φ – угол, отсчитываемый от нормали к поверхности; ψ – угол, определяющий долготу, в полярных координатах.

Сравнивая (2) и (3) можно записать

$$dF = (E_n/c) \cdot df d\psi \sin\varphi \cos\varphi d\varphi, \quad (4)$$

где dF – сила тяги, действующая на площадку df .

Проекция этой силы на нормаль к площадке df равна

$$dF_n = dF \cos\varphi = (E_n/c) \cdot df d\psi \sin\varphi \cos^2\varphi d\varphi. \quad (5)$$

Полная сила, действующая на площадку df , за счет полного излучения этой площадки в полупространство

$$F = (2\pi/3) \cdot (E_n/c) df. \quad (6)$$

Согласно [4], полная энергия излучения с элемента df в полупространство равна

$$E = \pi E_n df. \quad (7)$$

Сравнивая (6) и (7) и, учитывая (2), можем записать

$$P = (2/3) \cdot (q_0/c) = (2/3) \cdot P_0. \quad (8)$$

Таким образом, сила тяги, создаваемая плоским диском площадью 1 м^2 , излучающим в полупространство, равна $(2/3)$ максимально возможной, т. е.

$$P_{\text{пл}}/P_0 = 2/3. \quad (9)$$

Формула (6) справедлива для элементов площади df и цилиндра, и сферы. Однако она определяет силу, направленную по нормали к площадке df . Для плоского диска нормаль ко всем площадкам df параллельна направлению движения, и суммарную силу, действующую на излучатель можно вычислить умножением формулы (8) на площадь излучателя. Нетрудно убедиться, что в случае цилиндра и сферы для вычисления суммарной силы нужно умножать формулу (8) не на площадь излучающей поверхности, а на ее проекцию, на плоскость, перпендикулярную направлению движения. Для полусферы площадь проекции меньше излучающей поверхности в два раза, а в случае цилиндра в $\pi/2$ раз, тогда формула (9) запишется для цилиндра в виде

$$P_{\text{ц}}/P_0 = 4/3 \pi = 0,425, \quad (10)$$

а для сферы

$$P_{\text{сф}}/P_0 = 1/3. \quad (11)$$

Следовательно, плоские односторонние излучатели существенно эффективнее преобразуют энергию теплового излучения в силу тяги, чем сферические и цилиндрические.

Известным преобразователем светового излучения в параллельный поток является параболическое зеркало, в фокусе которого располагается излучатель. Такое зеркало в виде параболоида вращения (и параболического цилиндра) преобразует падающее на него излучение в параллельный поток, но часть излучения уходит мимо зеркала в виде расходящегося потока.

Рассмотрим систему сферический излучатель – параболоидное зеркало (рис. 3). Строго говоря, параллельный поток от параболоидного зеркала получается лишь в случае точечного источника излучения. Это приближение справедливо, когда фокусное расстояние зеркала больше диаметра излучателя хотя бы на порядок величины. Действительно, из верхней половины рис. 3, где $d/F = 0,1$, видно, что все лучи, исходящие от излучателя, почти параллельны радиальным лучам, исходящим из фокуса, и преобразуются в почти параллельный пучок отраженных от зеркала лучей. Тангенс угла расхождения между любыми двумя лучами 1 и 1' не превышает $d/2F = 0,05$, а проекция луча 1' на луч 1 равна 0,999, т.е. излучатель с $d/2F = 0,1$ можно считать точечным.

Рассмотрим возможности оптимизации размеров зеркала, считая диаметр излучателя заданным ($d = 564$ мм, $s = 1$ м²). Зеркало преобразует в параллельный

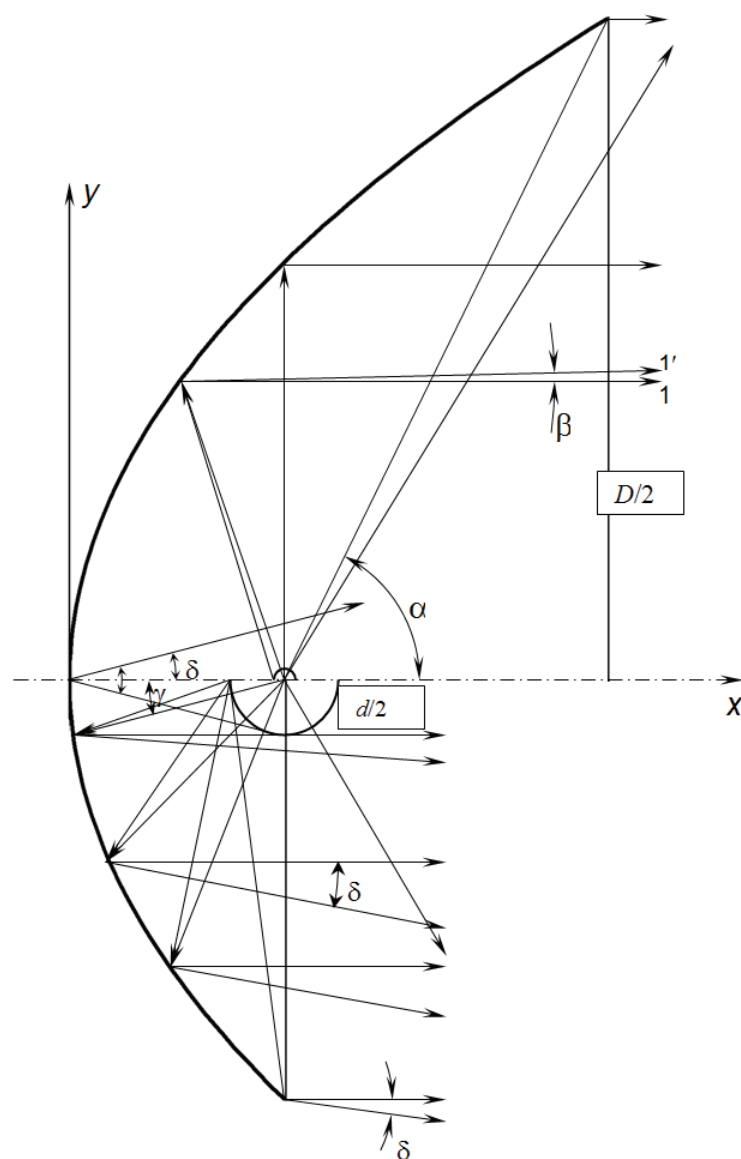


Рис. 3. Сферический излучатель с параболическим зеркалом (верх - $d/F = 0,1$; низ - $d/F = 0,5$)

поток излучение, заключенное в телесный угол $4\pi - 4\alpha$. Излучение внутри угла 4α остается расходящимся.

Тяга, создаваемая в данном случае параллельным излучением, равна

$$P_1 = (1 - \alpha/\pi) \cdot P_0, \quad (12)$$

а тяга расходящегося излучения с учетом формулы (11) составит приблизительно

$$P_2 = (2\alpha/3\pi) \cdot P_0. \quad (13)$$

Суммарная тяга равна

$$P/P_0 = 1 - \alpha/3\pi. \quad (14)$$

На рисунке 3 (верх) $\alpha = \pi/3$, значит $P/P_0 = 0,889$. При этом диаметр зеркала D больше диаметра излучателя d в 63 раза, а площадь апертуры зеркала S больше площади излучателя s в 1264 раза. Отношение P/P_0 стремится к единице при $\alpha \rightarrow 0$, но при этом размеры зеркала стремятся к бесконечности.

Если же увеличить угол α до $\pi/2$, то $P/P_0 = 0,5 + 0,333 \cdot 0,5 = 0,667$, $D/d = 40$, $S/s = 509,5$. Видно, что геометрические размеры зеркала убывают быстрее, чем тяга. Следовательно, увеличение α до $\pi/2$ может быть целесообразным для уменьшения массогабаритных характеристик зеркала. Если взять $\alpha = 2\pi/3$, то $D/d = 23$, $S/s = 168,5$. Однако при этом часть излучения, заключенная внутри $\pi/2 \leq \alpha \leq 2\pi/3$, создаст отрицательную тягу, и абсолютное значение тяги P будет меньше, чем при $\alpha = \pi/2$, а именно, $P/P_0 = 0,585$, поэтому едва ли целесообразно использовать $\alpha > \pi/2$.

Рассмотрим возможность увеличения d/F , сохраняя при этом $\alpha = \pi/2$. На нижней половине рис. 3 представлена такая система с $d/F = 0,5$. При этом отношение $D/d = 8$. Можно показать, что тяга этой системы равна 0,6345 вместо 0,667, т.е. потеря за счет «неточечности» излучателя составляет всего 4,9%, а диаметр зеркала D превышает диаметр излучателя d не в 40, а всего в 8 раз. В нашем случае $d = 564$ мм, а $D = 4,5$ м.

В расчетах принималось, что коэффициент отражения зеркала равен единице. Это не влияет на результат сравнения, абсолютное же значение тяги уменьшится пропорционально коэффициенту отражения реального зеркала. В [3] коэффициент отражения принимался равным 0,99.

Рассмотрим возможность дальнейшего улучшения этой системы. Заменим внешнюю полусферу излучателя плоским диском (рис. 4). Напомним что значения тяги полусферического, полуцилиндрического и одностороннего плоского излучателей одинаковой площади соотносятся как 0,333:0,425:0,667. Чтобы суммарная площадь поверхности излучателя была такой же, как у сферы, необходимо увеличить диаметр полусферы (и диска) в 1,155 раза. При этом оставляем угол раскрытия зеркала $\alpha = \pi/2$ и отношение $d/F = 0,5$. Используя полученные ранее соотношения и учитывая, что площадь полусферы в два раза больше площади диска, получим для суммарной тяги значение 0,847 вместо 0,6345 от сферического излучателя, т.е. в 1,335 раза больше.

Если же поверхность диска теплоизолировать, то всю мощность будет излучать полусфера, обращенная к зеркалу. В этом случае ее диаметр должен быть увеличен в два раза по сравнению со сферой, чтобы иметь ту же площадь 1 м², т.е. $d = 1,128$ м. Ясно, что в этом случае тяга составит 0,937 от максимально возможной.

Ещё одна система – плоский излучатель в форме диска, теплоизолированный с одной стороны, и окруженный коническим рефлектором с углом конуса при вершине $\beta = 60^\circ$ (рис. 5). Показано, что конический рефлектор с углом раскрытия $\alpha = 60^\circ$ увеличивает излучение в направлении нормали от значения 0,667 (без рефлектора) до 0,816. При этом размеры конического рефлектора относительно невелики.

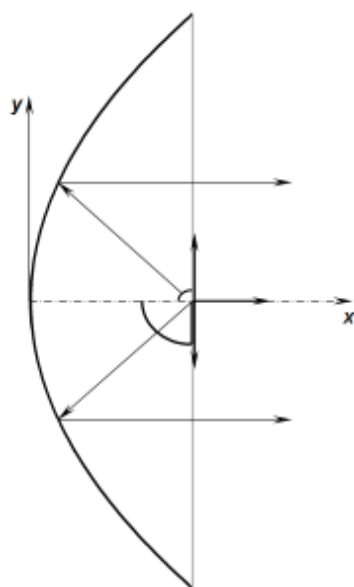


Рис. 4. Полусфера и диск с параболическим зеркалом

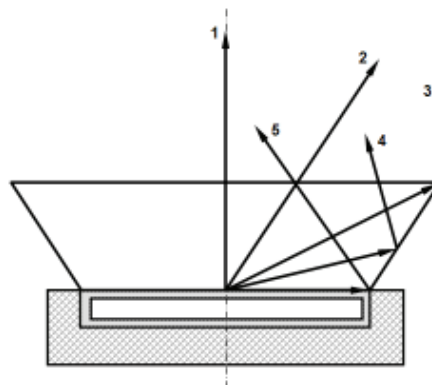


Рис. 5. Диск с боковым отражателем.

На рисунке показан ход некоторых лучей (прямых и отраженных): 1 – в направлении нормали; 2 – под углом 30° к нормали; 3 – под углом 60° (соответствует углу раскрытия); 4 – под углом 75° ; 5 – под углом 90° к нормали.

Поскольку нормальная составляющая излучаемой энергии пропорциональна $\cos^2 \varphi$, то ясно, что лучи 3 и 4 дают без отражателя малый вклад, а луч 5 вообще не имеет нормальной составляющей. Но отраженные лучи 3 и 4 имеют большую нормальную составляющую.

Была рассмотрена задача оптимизации угла раскрытия при неизменном угле конуса и показано, что оптимальным является угол 45° . При этом тяга равна 0,86 максимальной, но размеры рефлектора увеличиваются до двух диаметров диска, площадь апертуры – до 4 м^2 , а удельная тяга уменьшается до 2 мН/м^2 .

Все результаты сравнения представлены в табл. 2. Напомним, что они относятся к гипотетической энергодвигательной установке мощностью 3 МВт с температурой излучателя 2700 К и площадью 1 м^2 (см. табл.1). Такая установка при идеальном преобразовании теплового излучения в параллельный поток фотонов могла бы развить тягу 10 мН.

Из таблицы 2 видно, что самым эффективным излучателем (без концентраторов) является плоский диск, излучающий в полупространство. Он создает тягу, равную $2/3$ от максимально возможной. Он же обладает и наилучшей удельной тягой (или световым давлением), равной $6,67 \text{ мН/м}^2$.

Самой эффективной из рассмотренных систем преобразования (93,7 % или 9,37 мН) является полусферический излучатель с параболическим зеркалом, имеющим угол раскрытия $\alpha = \pi/2$. К перспективным преобразователям можно отнести полусферу–диск–зеркало, полусферу–зеркало и диск с боковым отражателем (см. табл. 2).

Однако следует заметить, что оптимизировать необходимо не преобразователь излучения в отдельности, а энергодвигательную установку в целом, и не только по размерам, но и по массе.

Таблица 2

Сравнение концентраторов различной формы

	Диаметр излучателя $d, \text{ м}$	Поверхность излучателя $S_{\text{изл}}, \text{ м}^2$	Фокусное расстояние $F, \text{ м}$	Диаметр апертуры $D, \text{ м}$	Площадь апертуры $S_a, \text{ м}^2$	Эффективность преобразования $P/P_0, \%$	Тяга $P, \text{ мН}$	«Удельная» тяга $P/S_a, \text{ мН/м}^2$	1	
Полусфера (рис. 1)	0,795	1	-	-	1	33,3	3,33	3,33	2	
Полуцилиндр $F/d = 50$ (рис. 1)	0,08	1	-	-	1	42,5	4,25	4,25	3	
Диск (рис. 1)	1,129	1	-	-	1	66,7	6,67	6,67	4	
«Точечная» сфера + зеркало	$\alpha = \pi / 3$ (рис. 3, верх)	0,564	1	5,64	35,8	1007	88,9	8,89	$8,89 \cdot 10^{-3}$	5
	$\alpha = \pi / 2$ (рис. 3, низ)	0,564	1	5,64	22,66	400	66,7	6,67	$3,33 \cdot 10^{-3}$	6
Сфера + зеркало	$\alpha = \pi / 3$ (рис. 3, верх)	0,564	1	1,13	7,16	402	84,6	8,46	0,21	7
	$\alpha = \pi / 2$ (рис. 3, низ)	0,564	1	1,13	4,51	16,2	63,5	6,35	0,397	8
Полусфера+диск+зеркало $\alpha = \pi / 2$ (рис.4)	0,651	1	1,330	5,32	22,2	84,7	8,47	0,381	9	
Полусфера+зеркало $\alpha = \pi / 2$	1,128	1	2,256	9,0	63,9	93,7	9,37	0,147	10	
Диск+конус $\alpha = \pi / 3$ (рис.5)	1,129	1	-	1,7	2,25	81,6	8,16	3,63	11	
Диск+конус $\alpha = \pi / 4$ (рис.5)	1,129	1	-	2,258	4,0	86,0	8,6	2,04	12	

Приведенные в работе численные значения не следует воспринимать как точные в строгом смысле, поскольку в рассуждениях содержатся определенные допущения и приближения. Однако можно считать, что они не искажают корректность выполненного сравнения.

Реальные излучатели отличаются от абсолютно черных тел прежде всего тем, что их степень черноты меньше единицы. Это снижает удельные характеристики излучателей и является предметом анализа при реальном конструировании. При этом необходимо либо искать способы увеличения степени черноты излучателя, либо увеличивать его площадь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены возможные схемы конвертора тепловой энергии реактора ядерно-фотонного движителя в энергию направленного потока светового излучения, различающиеся геометрической формой излучателя и отражателя, и выполнен сравнительный расчетный анализ эффективности этих схем.

Сравнительный анализ различных схем преобразователей теплового излучения в направленный поток фотонов, создающий тягу, показывает, что наиболее приемлемыми для дальнейшей оптимизации являются схемы, приведенные в четырёх последних строках табл. 2.

Литература

1. Poupko V. Ya. et al. Light Propulsion for Space Flight // Proc. of Space Technology and Application International Forum-99. – Albuquerque, NM, 1999. – P. 1232–1236.
2. Gulevich A. V. et. al. Application of Nuclear Photon Engines for Deep Space Exploration // Proc. of Space Technology and Application International Forum-2001. – Albuquerque, NM, 2001. – P. 957–962.
3. Гулевич А. В., Зродников А. В., Иванов Е. А. и др. Применение ядерных фотонных ракет для исследования дальнего космоса // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – №2. – С. 54–62.
4. Гребер Г. и др. Основы учения о теплообмене / Пер. с немецкого. М.: Иностран. литература. 1958. С. 476.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Калужской области (проект № 04–02–97233)

Поступила в редакцию 10.12.2012

compensation is used in the even iterations and is absent in uneven iterations. The numerical tests demonstrate high efficiency of developed IFM schemes. Proposed schemes are implemented into several 3D codes of neutron kinetics and are used in the practical calculation by the fast neutron reactor code GVA and by the code WIMS-ВОЛНА for the VVER-1000 reactor life-time calculation.

УДК 629.76:629.78

On the Conversion of Thermal Energy of Nuclear Reactor into Directional Flow Energy of Electromagnetic Radiation in Nuclear-Photon Engine \ A.V. Gulevich, O.F. Kukharchuk, N.I. Loginov, A.S. Mikheev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obnibsk, 2013. 9 pages, 2 tables, 5 illustrations. – References, 4 titles.

Questions of direct conversion of thermal energy of the nuclear-photon engine into the energy of directional flow light radiation have been discussed. Possible design options of this converter differing in their irradiators geometrical forms have been highlighted, with comparative analysis of these options

УДК 621.039.534.6

Calculation of Mass Exchangers for Providing Specific Oxygen Regime in Heavy Liquid Metal Coolant \ A.Yu. Legkikh, P.N. Martynov, R.Sh. Askhadyllin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obnibsk, 2013. 12 pages, 1 tables, 5 illustrations. – References, 5 titles.

Technical implementation of solid-phase method for adjustment of oxygen content in lead alloys coolants, developed by IPPE, is realized by means of specially designed devices – mass exchangers which are a significant component of heavy liquid-metal coolant technology. On the design stage of mass exchanger it is necessary to calculate major features of mass exchanger. At this paper the calculation method of mass exchangers with solid-phase oxygen source (lead oxide) is described which allows to estimate the major features of apparatus and to predict it changes in depend on operating time.

УДК 532.526.4:621.039.533.34

The Modeling of Subheated Coolant Influence on Temperature Measurement at the Exit of Fuel Rod Assamly in WWER-1000 reactor \ Belozarov V.I., Varseev E.V., Kolesov V.V.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obnibsk, 2013. 9 pages, 1 tables, 3 illustrations. – References, 15 titles.

Errors in measurement of bulk temperature at the core exit of WWER-1000 reactor depends on the flow of relatively cold coolant through the control rod guide thimble tube in the fuel assemblies – so called “absorber” effect. The problem of temperature field modeling at the exit from WWER-1000 reactor core was solved in order to predict influence of such effect on thermocouple registrations along reactor radius at reactor measurements. The problem was solved in two stages. Energy release within the core elements of serial WWER-1000 reactor was calculated using the neutron transport code MCNP. The temperature field was calculated by using the OpenFOAM CFD package and heat release distribution, obtained at first stage of calculations. The results, obtained with developed methodology, are in good agreement with the reactor measurements results and researches of other authors. Obtained data allowed evaluating influence of the “absorber” effect at measurements in different position along core radius of WWER-1000 reactor.

УДК 621.039.546

Numerical and Experimental Investigation of the Model Steam Generator Reactor Facility BREST-OD-300 \ V.A. Grabezhnaya, A.S. Mikheev, Yu.Yu. Stein, A.A. Semchenkov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obnibsk, 2013. 9 pages, 3 tables, 6 illustrations. – References, 5 titles.

The paper presents the results of testing the 3-tubes model of steam generator reactor facility BREST-OD-300, heated by liquid lead, at subcritical (18 MPa) and supercritical (25 MPa) pressure of the water at a flowrate – 80, 100 and 120% of the nominal value. The experimental data are compared with numerical simulation using the code RELAP5/mod 3.2.

УДК 621.039.51

Assessment of the Increasing in ⁹⁹Mo Production for Different WWR-c Reactor Core Compositions \ O.Yu. Kochnov, V.V. Kolesov, R.V. Fomin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Schools. Nuclear Power Engineering) – Obnibsk, 2013. 6 pages, 3 tables, 6 illustrations. –