

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ<sup>1, 2</sup>

**В.А. Галкин, Д.А. Рыжиков, В.И. Савельев**

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,  
г. Обнинск*



Работа посвящена математическому моделированию переходного излучения, возникающего при прохождении заряженной частицей гетерогенной среды с вариацией диэлектрических свойств. Подробно рассмотрены эффекты возникновения излучения, интерференционные эффекты и эффекты распространения переходного излучения в среде. Приведены алгоритмы расчетов и программ моделирования, а также результаты моделирования спектров переходного излучения для периодических гетерогенных сред.

## ВВЕДЕНИЕ

Диагностика ядерных процессов в современных ЯЭУ связана с исследованием спектров заряженных частиц, в особенности в области сравнительно больших значений энергии, что требует привлечения прецизионных методов их идентификации. Одним из современных методов для создания датчиков является использование так называемого переходного излучения.

Переходное излучение впервые было предсказано И.М. Франком и В.Л. Гинзбургом в 1945 г. [1]. Оно возникает при прохождении заряженной частицы через границу раздела между двумя средами с различными диэлектрическими свойствами. В более общем случае переходное излучение есть результат трансформации электромагнитного поля движущейся заряженной частицы за счет разрывных диэлектрических свойств среды.

Волновая теория переходного излучения была разработана в конце 50-х годов Г. Гарибьяном и другими [2-4], из которой следовало значительное усиление данного физического явления для заряженных частиц при релятивистских условиях.

В настоящее время это явление широко применяется в экспериментальной физике высоких энергий для идентификации элементарных частиц и диагностики пучков элементарных частиц.

В данной работе представлено математическое моделирование и исследование методом Монте-Карло физического явления переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела диэлектриков.

<sup>1</sup> *поддержано грантом РФФИ № 02-01-01014а*

<sup>2</sup> *поддержано грантом INTAS № 00-00679*

© В.А. Галкин, Д.А. Рыжиков, В.И. Савельев, 2004

Метод Монте-Карло является одним из важнейших методов, используемых в экспериментальной физике для математического моделирования физических явлений и экспериментальных установок.

Несмотря на широкое практическое использование переходного излучения в экспериментальных исследованиях, его теоретическая и математическая модель требуют серьезного развития, а практические цели – создания математического инструмента для анализа и моделирования данного явления и сопутствующих процессов. Метод Монте-Карло представляется в данном случае наиболее адекватным.

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Стохастическое дифференциальное описание процесса представляет случайный процесс возникновения излучения при движении заряженной частицы, которая движется прямолинейно и равномерно и пересекает границу раздела сред с различными диэлектрическими свойствами.

Математическое моделирование динамики заряженных частиц представляет совокупность нескольких процессов: возникновение переходного излучения, распространение переходного излучения в соответствующем пространстве.

Постулируются следующие свойства математической модели процесса возникновения и переноса переходного излучения:

- процесс возникновения излучения при движении заряженной частицы является марковским случайным процессом, однородным во времени;
- движение частиц в 3-мерном пространстве происходит независимо друг от друга, и они имеют эквивалентные вероятностные распределения;
- соответствующие энергетическое и пространственное распределения переходного излучения определяются и полностью описываются классическим представлением переходного излучения на основе уравнений Максвелла. Теория переходного излучения как электромагнитного явления взаимодействия заряда с веществом базируется на классической теории электромагнетизма Максвелла, позволяющей описывать явление трансформации электромагнитного поля при пересечении элементарным зарядом, движущимся равномерно и прямолинейно, границы раздела сред.

Информация о процессе возникновения и переноса переходного излучения может быть получена из статистики движения отдельных частиц или статистики дерева частиц, рожденных данной частицей, т.е. коррелированные процессы первичной заряженной частицы и фотонов переходного излучения.

### РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Процесс возникновения переходного излучения можно графически представить на рис. 1, заряженная частица движется вдоль оси  $z$  и в момент  $t_0$  пересекает границу раздела между средами с различными диэлектрическими свойствами  $\epsilon_1, \epsilon_2$ , для релятивистских условий фотоны переходного излучения распространяются в направлении вперед, что характерно для рентгеновской части спектра.

Для практических целей используется асимптотическое приближение для переходного излучения заряженной частицы, полученное Гарибяном на основе волнового подхода [2]. Согласно этому, интенсивность переход-

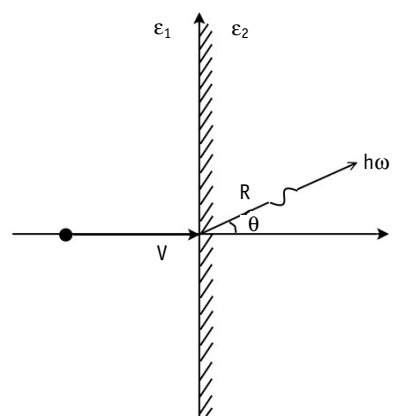


Рис. 1. Пересечение частицей границы раздела

ного излучения в случае одной поверхности раздела, пересекаемой по нормали в интервале частот  $d\omega$  в телесном угле  $d\Omega$ , выражается следующим соотношением:

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \mu_2 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} |\epsilon_2 - \epsilon_1|^2 \sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_2}{\pi^2 c \left| \epsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_2 / \mu_2} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2 \sin^2 \theta_2} \right|^2} \times$$

$$\times \left( \frac{1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2 \sin^2 \theta_2} - \beta^2 \frac{\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 - \epsilon_1}}{(1 - \beta^2 \epsilon_2 \mu_2 \cos^2 \theta_2)(1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2 \sin^2 \theta_2})} \right)^2, \quad (1)$$

где  $\epsilon_1, \epsilon_2$  – комплексные диэлектрические постоянные сред;  $\mu_1, \mu_2$  – магнитные проницаемости сред, которые в общем случае могут быть комплексными;  $\theta_2$  – угол излучения относительно направления скорости частицы в среде 2;  $c$  – скорость света;

$\beta = \frac{v}{c}$  – релятивистская скорость частицы;  $\gamma = E / m_0 c^2$  – Лоренц-фактор.

Как было отмечено ранее, переходное излучение становится значительным при релятивистских скоростях частицы, в этом случае основной вклад в переходное излучение вносится рентгеновской частью спектра.

Для переходного излучения в рентгеновской области диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  представляет действительную величину, близкую к единице.

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi\alpha n_e / m_e}$  – плазменная частота среды ( $n_e$  – плотность электрона в среде);  $\alpha = 1/137$ .

Условие  $\omega \gg \omega_p$  выполняется для большинства металлов ( $\hbar\omega \sim 10 - 20$  эВ).

Исследуя уравнение (1) для ультрарелятивистских частиц и малых углов,  $\beta = 1 - 1/(2\gamma^2)$  и  $\cos \theta_2 = 1 - \frac{1}{2}\theta_2^2$ , знаменатель  $(1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2)$  может быть приблизительно оценен следующим образом:

$$(1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2) \approx 1 - (1 - \gamma^{-2}) \left( 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) (1 - \theta_2^2) = 1 - \left( 1 - \gamma^{-2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) (1 - \theta_2^2) =$$

$$= 1 - \left( 1 - \gamma^{-2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \theta_2^2 + \gamma^{-2} \theta_2^2 + \theta_2^2 \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \theta_2^2 \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \approx \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2}.$$

Используя те же приближения, что и ранее, оценим следующие величины:

$$(1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_2}) \approx 1 - \left( 1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left( \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) - \left( 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \theta_2^2 \right)^{1/2} =$$

$$= 1 - \left( 1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left( 1 - \theta_2^2 + \theta_2^2 \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \approx$$

$$\approx 1 - \left( 1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left( 1 - \frac{1}{2} \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \frac{1}{2} \left( \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \gamma^{-2},$$

$$\begin{aligned}
 & (\epsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_2})^2 \approx \\
 & \approx \left[ \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \left( 1 - \frac{1}{2} \theta_2^2 \right) + \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \left( \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) - \left( 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \theta_2^2 \right)^{1/2} \right]^2 \approx \\
 & \approx \left[ \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \theta_2^2 \right) + \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \right] \approx \left[ 2 - \frac{3 \omega_1^2}{2 \omega^2} - \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right] \approx 4, \\
 & [1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_2} - \beta^2 \epsilon_2]^2 \approx \left[ \gamma^{-2} - (1 - \gamma^{-2}) \left( 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \approx \left[ 2 \gamma^{-2} + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1 \right]^2 \approx 1, \\
 & \beta^2 \sqrt{\epsilon_2} \sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_2 \approx \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) (1 - \gamma^{-2}) \theta_2^2 (1 - \theta_2^2) \approx \\
 & \approx \theta_2^2 + \left( \gamma^{-2} \theta_2^2 - \theta_2^4 + \gamma^{-2} \theta_2^4 - \frac{1}{2} \theta_2^2 \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \frac{1}{2} \theta_2^4 \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \theta_2^2, \\
 & |\epsilon_2 - \epsilon_1| \approx \left| \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right|.
 \end{aligned}$$

Применяя эти приближения для ультрарелятивистских частиц и малых углов для общего случая двух различных сред, уравнение (1) преобразуем к виду:

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\theta_2^2}{4} \left[ \frac{\left| \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right|}{\frac{1}{2} \left( \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \left( \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right)} \right]^2.$$

Используя соотношения  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ ,  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  и упрощая выражение, получим

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\theta} = \frac{2\alpha}{\pi} \theta_2^3 \left[ \frac{1}{\left( \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)} - \frac{1}{\left( \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right)} \right]^2. \quad (2)$$

В экспериментальных условиях наблюдать переходное излучение при прохождении частицы через одиночную границу достаточно сложно из-за его низкой интенсивности, пропорциональной электромагнитной константе. На практике заряженная частица пересекает по крайней мере две границы раздела, например, пластину или фольгу. Более того, интенсивность переходного излучения значительно усиливается в случае использования периодических структур сред с различными диэлектрическими свойствами, когда частица пересекает множество границ, например, набор тонких фольг из материала с малым  $Z$ , расположенных в воздухе на одинаковом расстоянии друг от друга.

Наряду с усилением интенсивности переходного излучения, необходимо принять во внимание интерференционные процессы между излучением от отдельных границ

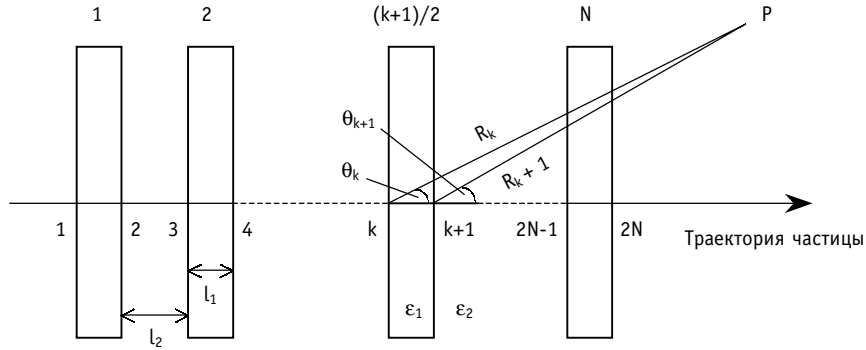


Рис. 2. Схема радиатора

периодической структуры, которое приводит к модуляции интенсивности переходного излучения, полученных от одной границы, для разных частот.

Уравнения для интенсивности переходного излучения в случае периодической структуры представлены в работах [8, 9].

Для периодической структуры из  $N$  параллельных фольг с диэлектрической постоянной  $\epsilon_1$  и толщиной  $l_1$ , расположенных на расстоянии  $l_2$  друг от друга в среде с диэлектрической постоянной  $\epsilon_2$ , интенсивность переходного излучения при прохождении релятивистской частицы может быть представлена:

$$\frac{dS_N}{d\omega} = 2\alpha\hbar c N \frac{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 (l_1 + l_2)^2}{\omega^2} \times \sum_{r=r_{\min}}^{r_{\max}} \left\{ \sin^2 \left[ \frac{l_2}{l_1 + l_2} \left( \frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{4\omega c} - \pi r \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{2\pi c r - \frac{(l_1 + l_2)\omega}{2\gamma^2} - \frac{(l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2)}{2\omega}}{\left[ \frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{2\omega} - 2\pi c r \right]^2 + \left[ \frac{l_2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2\omega} - 2\pi c r \right]^2} \right\}. \quad (3)$$

Интегрирование уравнения (1) по углам было проведено Гарибяном [2]. Множитель перед суммой определяет переходное излучение от одной границы, умноженное на число границ  $2N$ . Сумма определяется влиянием интерференции между излучениями от отдельных границ периодической структуры.

Суммирование проводится по всем целым числам  $r$  из интервала  $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ , где

$$r_{\min} = \frac{l_1 + l_2}{2\pi\gamma c} \left( \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{l_1 + l_2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$r_{\max} = \gamma r_{\min}. \quad (5)$$

Значения  $r_{\min}$  и  $r_{\max}$  определяют область, где существует интерференция излучения от нескольких границ, т.к. с изменением фазы интерференция исчезает, на близких же расстояниях волны еще нельзя разделить, в силу этого интерференции не будет.

Для каждого значения  $r \in [r_{\min}, r_{\max}]$  выражение (3) имеет смысл только в интервале частот:

$$\begin{aligned}\omega &\geq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} - \left[ \left( \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1 \omega_1^2 + l_2 \omega_2^2}{\gamma^2 (l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\}, \\ \omega &\leq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} + \left[ \left( \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1 \omega_1^2 + l_2 \omega_2^2}{\gamma^2 (l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\}.\end{aligned}\quad (6)$$

Наибольший вклад в соотношение (3) дают величины  $r$ , близкие к  $r_{\min}$ .

Выражения (3-6) являются основными формулами при моделировании переходного излучения.

Кроме процессов возникновения переходного излучения для периодических структур сред с различными диэлектрическими свойствами существенными процессами, которые должны быть включены в рассмотрение, являются процессы прохождения переходного излучения в веществе периодической структуры.

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для исследования переходного излучения и его оптимизации для практического использования было создано программное обеспечение, включающее все основные процессы, а также интерфейс к средствам математического моделирования физики высоких энергий GEANT [GEANT] на основе метода Монте-Карло.

Траектория движения заряженной частицы разбивается на элементарные шаги. Число фотонов переходного излучения на каждом элементарном шаге моделируется распределением Пуассона. Энергия каждого фотона переходного излучения ассоциируется в соответствии с дифференциальным распределением интенсивности переходного излучения, выраженным в виде функции от Лоренц-фактора  $\gamma$  заряженной частицы, взаимодействующей с периодической структурой сред с различными диэлектрическими свойствами, параметрами свойств среды, толщинами среды и положением в пространстве.

Основным параметром сред является плазменная частота среды, вычисляемая по формуле:

$$\omega_p = 28.8 \times \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} \text{ [eV]}.$$

Для материалов, состоящих из нескольких компонент, плазменная частота вычисляется с использованием процедуры смешивания.

Распределение числа фотонов  $dN/d\omega$ :

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{1}{\hbar \omega} \frac{dS}{d\omega}.$$

Все входные (энергия фотона,  $\gamma$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ) и расчетные ( $dS_0/d\omega$ ,  $dN_0/d\omega$ ,  $\int dN/d\omega$ ) данные заносятся в базу данных для последующего анализа.

Интегрирование производится численным суммированием в диапазоне  $[r_{\min}, r_{\max}]$ . Пределы суммирования определяются формулами (4) и (5). Сумма вычисляется до значений  $r=50000$ , поскольку основной вклад в сумму вносят слагаемые со значениями  $r$ , близкими к  $r_{\min}$ . Левая и правая границы данных интервалов вносятся в базу данных для возможности дальнейшего анализа.

Основные величины, которые вносятся в базу данных для последующего анализа:  $dS_1/d\omega$ ,  $dN_1/d\omega$ ,  $\int dN/d\omega$ , энергия фотона,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\gamma$ ,  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $\theta$ ,  $l_1$ ,  $l_2$ .

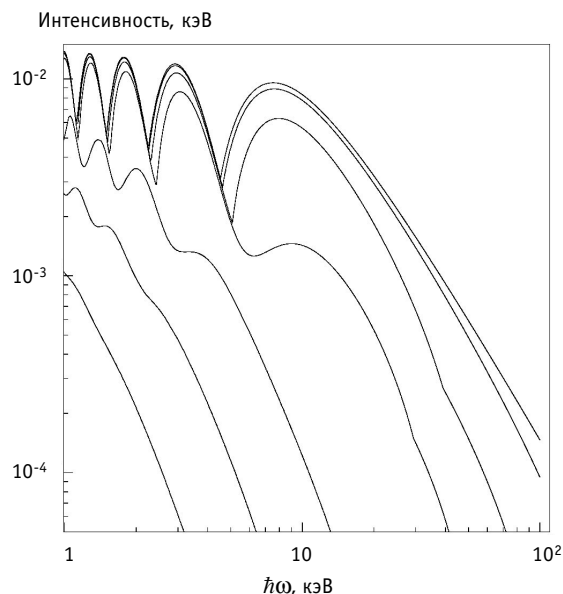


Рис. 3. Распределение интенсивности переходного излучения для периодической структуры с учетом интерференционных эффектов ( $\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$ )

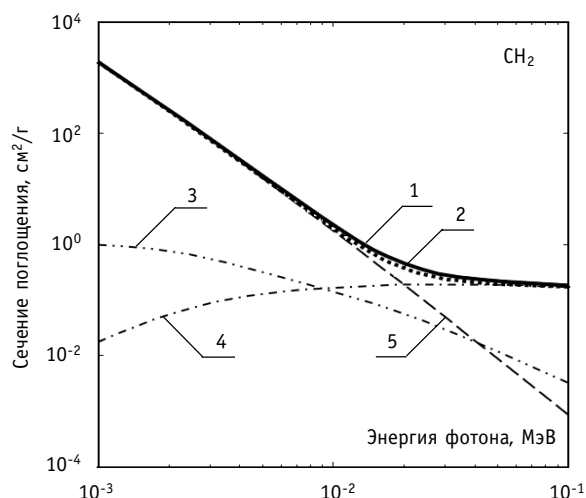


Рис. 4. Сечение поглощения фотонов в  $\text{CH}_2$ : 1 - полное поглощение с когерентным рассеянием; 2 - полное поглощение без когерентного рассеяния; 3 - когерентное рассеяние; 4 - некогерентное рассеяние; 5 - фотопоглощение

На рис. 3 представлено моделирование спектров рентгеновского переходного излучения для периодических гетерогенных структур с учетом интерференционных эффектов для параметра  $\gamma=100\dots8000$ . Интерференционные эффекты приводят к появлению резонансных максимумов в спектре переходного излучения и ограничению максимально возможной энергии переходного излучения. Энергетический максимум переходного излучения, определяемый как положение интерференционного максимума с максимально возможной энергией, находится в области 10 кэВ.

Моделирование распространения фотонов переходного излучения в веществе периодической структуры осуществляется с учетом соответствующих процессов. Прохождение фотонов через среду характеризуется несколькими основными процессами взаимодействия с веществом, основными из которых являются фотоэффект, когерентное рассеяние, комптоновское рассеяние [10]. На рис. 4 показаны вклады различных процессов в полное сечение взаимодействия фотонов с веществом, на примере материала радиатора  $\text{CH}_2$ . Как видно из приведенной зависимости для энергий переходного излучения ниже 100 кэВ взаимодействие фотонов переходного излучения с веществом определяется фотоэффектом. Это видно из того, что максимум энергетического спектра переходного излучения для частиц высоких энергий находится в области 10 кэВ, а далее резко спадает.

С целью моделирования процесса фотопоглощения в программное обеспечение включена база данных коэффициента фотопоглощения для различных материалов, в соответствии с данными NIST (Американский институт стандартов) [10], а также программа расчета коэффициента фотопоглощения для составных сред.

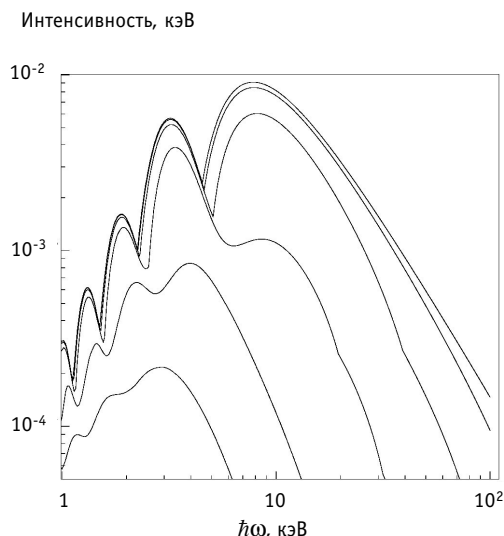


Рис. 5. Распределение интенсивности переходного излучения на выходе периодической структуры с учетом процессов поглощения фотонов переходного излучения ( $\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$ )

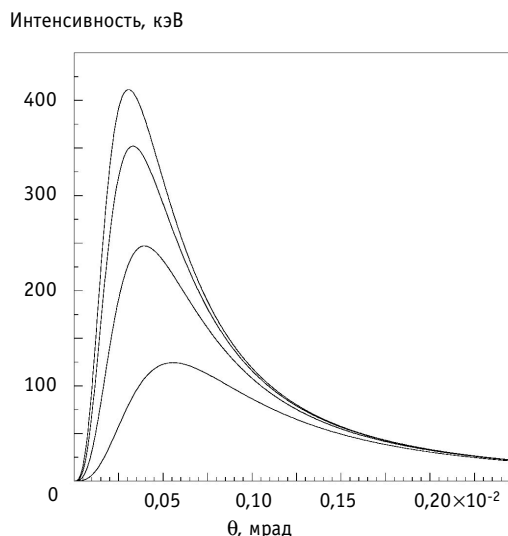


Рис. 6. Угловое распределение рентгеновского переходного излучения в направлении вперед, произведенного заряженной релятивистской частицей при пересечении границы раздела среда-вакуум ( $\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$ )

Спектры переходного излучения на выходе периодической структуры с учетом процессов поглощения приведены на рис. 5.

Угловое распределение прямого и обратного переходного излучения на одной поверхности раздела в направлении нормали показано на рис. 6. Эта функция убывает как  $\theta^3$  при  $\theta \rightarrow 0$  и имеет четкий максимум при  $\theta \sim 1/\gamma$ .

### Литература

1. Frank I. and Ginzburg V. // J. Phys. USSR. – 1945. – V. 9, 353.
2. Garibian G.M. // Sov. Phys. – 1958. – JETP 6, 1079.
3. Garibian G.M. // Sov. Phys. – 1960. – JETP 10, 372.
4. Bass F.G. and Yakovenko V.M. // Usp. Fiz. Nauk. – 1965. – V. 8, 420.
5. Wartski L. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1975. – 22, 1552.
6. Rule D.W. // Nucl. Inst. and Meth. – 1987. – B24/25, 901.
7. Castellano M. et al. IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99), New York, NY, 29 Mar – 2 Apr 1999.
8. Cherry M.L., Hartman G, Muller D., Prince T.A. Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiator // Phys Rev. – 1974. – V. 10. – № 11. – P. 3594-3607.
9. Аплин С.Дж., Савельев В.И. Моделирование переходного излучения для периодических и пространственно распределенных структур // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1.
10. NIST XCOM // <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom>.

Поступила в редакцию 17.12.2003



hardened material is concentrated on length up to 80-100 cm, that satisfactorily corresponds to experimental

**УДК 532.582**

*Derivation and generalization of the form-factors for quasi-one-dimension models of wall friction, heat- and mass transfer coefficients in non-homogeneous coolant flow. Pin bundles\Yu.N. Kornienko; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 10 pages, 2 illustration, 2 tables. – References 13 titles.*

The method of derivation and construction of generalized closure relationships based on form-factor notion for wall friction, heat- and mass transfer coefficients [1,2] is extend on description of non-homogeneous coolant flow in the pin bundle geometry. A generalized closure relationship between friction, heat- and mass transfer coefficients for each of the pin wall with their total bundle value is presented. The obtained form-factors descriptions generalize Lyon-type integral relationships for friction, heat- and mass transfer coefficients not only for thermophysical properties and generalized body forces distributions, but also pin bundle geometry.

**УДК 626.039.553.34**

*Mathematical Modeling of High-Temperature Heat Pipes Operation in Heat Transfer Units of Modern Nuclear Power Plants\G.V. Kuznetsov, S.F. Sandu; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 4 illustration. – 10 References titles.*

The work is devoted to mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of nuclear power plants, manufactured on the basis of high-temperature heat pipes. The statement of a task about a temperature field of a typical high-temperature heat pipe, working on a principle of closed vaporization and condensation cycle is realized. The comparison of calculation results of a probable working area, a maximal heat transfer, and a steam temperature lengthwise distribution with known experimental data is held. On the basis of the developed mathematical model the forecasting modeling of operation of the heat-transfer system, intended for an experimental research of heat rejection from an active zone of a power reactor facility, is carried out. The results of prognostic simulation of operation of "turned" heat pipe are considered.

The analysis of results of numerical research has allowed to make a conclusion that the mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of modern nuclear power plants, gives the information adequately interpreting processes, proceeding in researched devices, and allowing to predict as normal, and dangerous modes of their operation.

**УДК 65.015.3:621.039**

*System Approach to Staff Assessment\G.A. Reimarov, R.K. Gritsuk; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 3 illustration. – References 3 titles.*

A formulation of personnel performance assessment problem from stands of systems analysis is given in the paper. A technique of personnel evaluation by experts is described. Outcomes obtained from use of system of staff assessment "Persona" at nuclear and conventional power plants are given.

**УДК 519.7:539.1.03**

*Simulation of Transition Radiation for Charged Particles Moving in Heterogeneous Media\V.A. Galkin, D.A. Ryzhikov, V.I. Saveliev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration. – References 10 titles.*

The work is presented the mathematical simulation of the transition radiation for the charged particle moving in a heterogeneous media with variation of dielectric properties. Detail study of radiation processes, effects of propagation of the transition in heterogeneous media is based on the algorithms and simulation programs. Results are presented the simulated spectrums of the transition radiation for periodic heterogeneous structures and influence of media parameters.