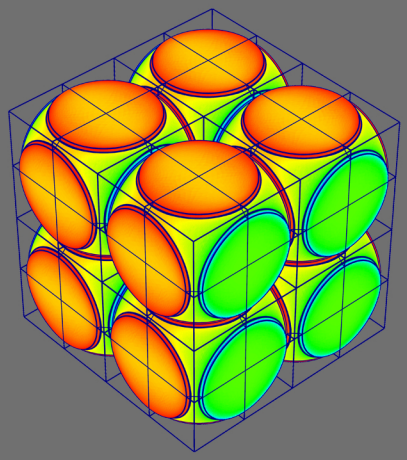
ISSN 2309-3684



Математическое моделирование и численные методы

Березин А. В., Жуков Д. А., Жуковский М. Е., Конюков В. В., Крайнюков В. И., Марков М. Б., Помазан Ю. В., Потапенко А. И. Моделирование электромагнитных эффектов в сложных конструкциях при воздействии импульсных излучений. Математическое моделирование и численные методы, 2015, №2 (6), с. 58-72

Источник: https://mmcm.bmstu.ru/articles/48/

Параметры загрузки:
IP: 216.73.216.154
12.03.2026 09:16:18

УДК 537.8+519.63

Моделирование электромагнитных эффектов в сложных конструкциях при воздействии импульсных излучений

© А.В. Березин[1], Д.А. Жуков[2], М.Е. Жуковский[1], В.В. Конюков[2], В.И. Крайнюков[2], М.Б. Марков[1], Ю.В. Помазан[3], А.И. Потапенко[4]

[1]Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, 125047, Россия
[2]АО «ВПК «НПО машиностроения», г. Реутов Московской обл., 143966, Россия
[3]Секция прикладных проблем при Президиуме РАН, Москва, 142292, Россия
[4]12-й Центральный научно-исследовательский институт МО РФ, 141315, Россия

Представлена математическая модель переноса фотонов и генерации ими вторичных электромагнитных полей в конструкции сложной геометрической формы и упаковки. Приведен эскизный чертеж модельной конструкции изделия. Представлены результаты расчетов потока фотонов в различных элементах конструкции модельного изделия. Показано, что пакет материалов корпуса изделия может резко ослаблять поток фотонов, рассеивая не только мягкие, но и жесткие кванты, причем интенсивность поглощения имеет ярко выраженные максимумы. В газовой среде внутри изделия образуется объемный заряд и электростатическое поле. При этом в малой пространственной области внутри корпуса изделия электрическое поле может достигать большой амплитуды.

Ключевые слова: *перенос излучения, электромагнитное поле, радиационная электронная эмиссия.*

Введение. Исследование стойкости изделий ракетно-космической техники по отношению к проникающей радиации является актуальной проблемой. Отсутствие натурных испытаний и ограниченность возможностей моделирующих установок приводит к необходимости математического моделирования взаимодействия излучений с материалами изделий на основе классических уравнений физики. Для реальных изделий это стало возможным с появлением параллельных суперкомпьютеров.

Проникающее излучение при рассеянии в конструкционных материалах образует поток электронов отдачи [1] в непрерывном спектре. Электроны ионизируют конструкцию и эмитируются в окружающую среду, генерируя электромагнитное поле, воздействующее на аппаратуру изделия. Ионизация материалов и энерговыделение являются источниками радиационного воздействия. Расчет характеристик радиационных и электромагнитных полей позволяет обосновать параметры нагружения элементов конструкции сложной геометрической формы в косвенных испытаниях.

Целью работы является применение суперкомпьютерного моделирования для исследования защитных свойств корпуса изделия и определения вторичного электромагнитного поля.

Физико-геометрическая модель представляет собой компьютерный чертеж гетерогенной среды с кусочно-постоянными свойствами в формате DXF (Drawing Exchange Format), т. е. нумерованный список слоев, ограниченных замкнутыми поверхностями. Каждому слою соответствует материал конструкции или газовая среда. Слоям модели приписаны физические свойства. Сечение DXF-модели представлено на рис. 1. Направление нормали к фронту потока фотонов перпендикулярно оси изделия.

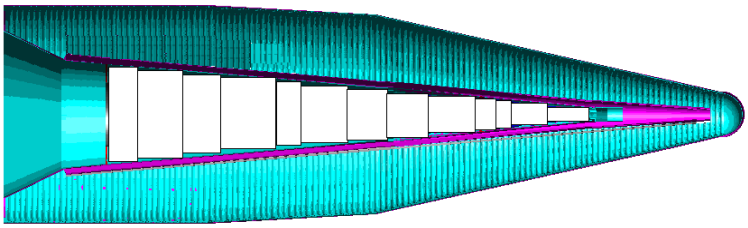


Рис. 1. Сечение конструкции модельного изделия

Основы математической модели. Фотоны образуют заряженные частицы при комптоновском рассеянии, фотопоглощении и образовании электрон-позитронных пар в конструкционных материалах. Электроны и позитроны генерируют тормозное излучение, испытывают ионизационное и упругое рассеяние, возбуждают молекулы [2]. Позитроны, помимо этого, аннигилируют с испусканием фотонов [1]. Образование заряженных частиц сопровождается разделением заряда и генерацией электромагнитного поля.

Поток фотонов задается интенсивностью $Q_{ph} \equiv Q_{ph}(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$ его образования в фазовом пространстве $(\mathbf{r},\mathbf{p}) = \mathbb{R}^3_{\boldsymbol{r}} \times \mathbb{R}^3_{\boldsymbol{p}}$ координат $\mathbf{r} = (x, y, z)$ и импульсов $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z) = p\boldsymbol{\Omega}$; t — время. Если длина пробега нерассеянных фотонов превосходит расстояние между источником фотонов и изделием, то ионизацией воздуха и связанными с ней электромагнитными эффектами можно пренебречь. В этом случае рассматривается плоский поток фотонов с плоскости $z = 0$ [3]:

$$Q_{ph}(t,\mathbf{r},\mathbf{p}) = N_{ph}(t)\, S_{ph}(\varepsilon)\left(c/p^2\right)\delta(\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{e}_z)\,\delta(z), \qquad (1)$$

где $N_{ph}(t)$ — число фотонов, испускаемое в единицу времени с единицы площади поверхности; $\varepsilon = \varepsilon(p)$ — энергия фотона; $\mathbf{e}_z$ — единичный орт оси z; $c\,S_{ph}(\varepsilon(p))/2\pi p^2$ — спектр фотонов, нормированный в пространстве импульсов; c — скорость света в вакууме.

Поля фотонов, электронов и позитронов описываются функциями распределения $f_{ph}(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$, $f_e(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$ и $f_p(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$ в том же фазовом пространстве.

Функция f_{ph} представляется суммой $f_{ph} = f_{ph}^{tr} + f_{ph}^{sec}$ распределений фотонов мгновенного и рассеянного излучений, причем [3]:

$$f_{ph}^0 \equiv f_{ph}^0 = \frac{1}{p^2} N_{ph}\left(t - \frac{z}{c}\right) S_{ph}(\varepsilon) \exp\left\{-\int_0^z \sigma_{ph}(x,y,z',\varepsilon)\,dz'\right\} \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{e}_z). \quad (2)$$

Для остальных функций распределения справедливы уравнения [4, 5]:

$$\frac{\partial f_{ph}^{sc}}{\partial t} + c\,\mathrm{div}\left(\mathbf{\Omega} f_{ph}^{sc}\right) + c\sigma_{ph}^t f_{ph}^{sc} = c\int d\mathbf{p}'\left(\sigma_c^{\gamma\gamma} + \sigma_{coh}\right)(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, f_{ph}(\mathbf{p}') +$$
$$+ v\int d\mathbf{p}'\sigma_{br}^{e\gamma}(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, f_e(\mathbf{p}') + v\int d\mathbf{p}'\left(\sigma_{br}^{p\gamma} + \sigma_{an}^{p\gamma}\right)(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, f_p(\mathbf{p}'); \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathrm{div}(\mathbf{v} f_e) - e\,\mathrm{div}_{\mathrm{p}}\left[\left(\mathbf{E} + [\boldsymbol{\beta},\mathbf{H}]\right) f_e\right] + \mathrm{St}_e[f_e] + \sigma_{br}^t v f_e =$$
$$= \int d\mathbf{p}'\sigma_{br}^{ee}(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, v' f_e(\mathbf{p}') + c\int d\mathbf{p}'\left(\sigma_c^{\gamma e} + \sigma_{pair}^{\gamma e} + \sigma_{ab}^{\gamma e}\right)(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, f_{ph}(\mathbf{p}'); \quad (4)$$

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \mathrm{div}(\mathbf{v} f_p) + e\,\mathrm{div}_p\left[\left(\mathbf{E} + [\boldsymbol{\beta},\mathbf{H}]\right) f_p\right] + St_p[f_p] +$$
$$+ \left(\sigma_{br}^t + \sigma_{an}^t\right) v f_p = \int d\mathbf{p}'\sigma_{br}^{pp}(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, v' f_p(\mathbf{p}') + c\int d\mathbf{p}'\sigma_{pair}^{\gamma p}(\mathbf{p},\mathbf{p}')\, f_{ph}(\mathbf{p}'), \quad (5)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость; $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$; $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t,\mathbf{r})$ и $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t,\mathbf{r})$ — напряженность электрического и магнитного поля соответственно.

Макроскопические дифференциальные сечения в уравнениях (3)–(5) описывают образование: $\sigma_c^{\gamma\gamma}$, $\sigma_c^{\gamma e}$ — фотона и электрона при комптоновском рассеянии; σ_{coh} — фотона при когерентном рассеянии; $\sigma_{ab}^{\gamma e}$ — электрона при фотопоглощении; $\sigma_{pair}^{\gamma e}$, $\sigma_{pair}^{\gamma p}$ — электрона и позитрона при рождении пары; $\sigma_{br}^{e\gamma}$, $\sigma_{br}^{p\gamma}$ — фотона при тормозном рассеянии электрона и позитрона; $\sigma_{an}^{p\gamma}$ — фотона при аннигиляции позитрона. Символы $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ обозначают импульсы рассеянной и падающей частицы соответственно. Макроскопические полные сечения описывают поглощение частиц за счет следующих процессов: σ_{ab}^t — фотопоглощение фотона; σ_{coh}^t — когерентное рассеяние фотона; σ_{pair}^t — образование электрон-позитронной пары; σ_{br}^t — тормозное излучение; σ_{an}^t — аннигиляция позитрона; $\sigma_{ph}^t = \sigma_c^t + \sigma_{coh}^t + \sigma_{pair}^t$.

Интегралы столкновений электронов $\mathrm{St}_e\left[f_e\right]$ и позитронов $\mathrm{St}_p\left[f_p\right]$ в (4, 5) имеют вид

$$\mathrm{St}_e\left[f_e\right]=\sigma_e v f_e-\int d\mathbf{p}'\left(\sigma_{el}^{ee}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)+\sigma_{ex}^{ee}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)+2\sigma_{ion}^{ee}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)+\sigma_{ion}^{pe}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)\right)v f_e\left(\mathbf{p}'\right);$$

$$\mathrm{St}_p\left[f_p\right]=\sigma_p v f_p-\int d\mathbf{p}'\left(\sigma_{el}^{pp}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)+\sigma_{ex}^{pp}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)+\sigma_{ion}^{pp}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)\right)v f_p\left(\mathbf{p}'\right),$$

где σ_{el} — дифференциальное сечение упругого рассеяния; σ_{ex} — дифференциальное сечение возбуждения молекул газа; σ_{ion} — дифференциальное сечение ударной ионизации. Совпадение верхних индексов в дифференциальных сечениях показывает, что тип заряженной частицы при рассеянии не изменяется. Исключение составляет сечение $\sigma_{ion}^{pe}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)$ образования электрона при ионизационном рассеянии позитрона. Величины σ_e и σ_p определяют полные сечения рассеяния электрона и позитрона за счет учтенных в интегралах $\mathrm{St}_e\left[f_e\right]$, $\mathrm{St}_p\left[f_p\right]$ столкновений.

Совместно с (3) – (5) рассматриваются уравнения Максвелла [6]:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H}=\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\left(\sigma\mathbf{E}+\mathbf{j}\right);\ \mathrm{rot}\,\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t},\qquad(6)$$

где $\mathbf{j}=e\iiint\mathbf{v}d\mathbf{p}\left(f_p-f_e\right)$ — плотность тока заряженных частиц; $\varepsilon=\varepsilon\left(\mathbf{r}\right)$ и $\sigma=\sigma\left(\mathbf{r}\right)$ — соответственно диэлектрическая проницаемость и проводимость конструкции в невозмущенном состоянии. Однородные начальные условия доопределяют задачу Коши [7] для уравнений (3)−(6).

Суперкомпьютерное моделирование полей излучений требует применения эффективно распараллеливаемых алгоритмов решения кинетических уравнений. Поэтому в качестве базовых подходов выбраны методы частиц и Монте-Карло. Они сводят решения уравнений сплошной среды к моделированию динамических систем, что упрощает распределение вычислений при их параллельном выполнении. Уравнения (3)−(5) имеют одинаковую структуру, что позволяет рассмотреть алгоритм решения на примере уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\mathrm{div}_{\boldsymbol{r}}\left(\mathbf{v}f\right)-e\,\mathrm{div}_{\boldsymbol{p}}\left[\left(\mathbf{E}+\left[\boldsymbol{\beta},\mathbf{H}\right]\right)f\right]+\sigma^t v f=$$
$$=Q\left(t,\mathbf{r},\mathbf{p}\right)+\int d\mathbf{p}'\sigma\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)v'f\left(\mathbf{p}'\right).\qquad(7)$$

В уравнениях (7) функция $f\left(t,\mathbf{r},\mathbf{p}\right)$ описывает распределение частиц одного типа: фотонов, электронов или позитронов. Источник $Q=Q\left(t,\mathbf{r},\mathbf{p}\right)$ включает слагаемые, которые линейно зависят от функций распределения других частиц.

Уравнения (7) эквивалентны интегральным уравнениям Фредгольма второго рода:

$$f=\int_0^t d\tau\int d\xi\int d\boldsymbol{\eta}\left[Q(\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})+\int d\mathbf{p}'\sigma(\xi,\boldsymbol{\eta},\mathbf{p}')v'f(t,\xi,\mathbf{p}')\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-\int_\tau^t dt'\sigma^t v^{s'}\right\}\delta\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}^s\right)\delta\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}^s\right), \qquad (8)$$

где функции $\mathbf{r}^s=\mathbf{r}^s(t,\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})$, $\mathbf{p}^s=\mathbf{p}^s(t,\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})$ определяются уравнениями движения $d\mathbf{r}^s/dt=\mathbf{v}^s$, $d\mathbf{p}^s/dt=e\left(\mathbf{E}\left(t,\mathbf{r}^s\right)+\left[\boldsymbol{\beta}^s,\mathbf{H}\left(t,\mathbf{r}^s\right)\right]\right)$ с начальными условиями $\mathbf{r}^s\big|_{t=\tau}=\xi$, $\mathbf{p}^s\big|_{t=\tau}=\boldsymbol{\eta}$.

Пусть функции $f\equiv f(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$, $\mathbf{E}=\mathbf{E}(t,\mathbf{r})$, $\mathbf{H}=\mathbf{H}(t,\mathbf{r})$ являются решением поставленной выше задачи Коши в момент времени t. Рассмотрим эти функции в момент времени $t+\Delta t$ [8]:

$$f(t+\Delta t)=\int_t^{t+\Delta t} d\tau\int d\xi\int d\boldsymbol{\eta}\left[Q(\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})+f(\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})\delta(\tau-t)+\right.$$

$$\left.+\int d\mathbf{p}'\sigma(\xi,\boldsymbol{\eta},\mathbf{p}')v'f(\tau,\xi,\mathbf{p}')\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-\int_\tau^{t+\Delta t} dt'\sigma^t\left(\mathbf{r}^{s'},p^{s'}\right)v^{s'}\right\}\delta\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}^s\right)\delta\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}^s\right). \qquad (9)$$

Первое слагаемое в правой части (9) описывает рождение частиц на отрезке времени $(t,t+\Delta t)$, их распространение и рассеяние. Второе слагаемое описывает распространение и рассеяние всех частиц, образовавшихся к моменту времени t. Третье слагаемое описывает распространение и рассеяние частиц, образовавшихся на отрезке времени $(t,t+\Delta t)$ за счет рассеяния.

Рассмотрим приближение однократного рассеяния частиц за шаг [8] по времени Δt:

$$f(t+\Delta t)\approx\int_t^{t+\Delta t} d\tau\int d\xi\int d\boldsymbol{\eta}\exp\left\{-\int_\tau^{t+\Delta t} dt'\sigma^t\left(\mathbf{r}^{s'},p^{s'}\right)v^{s'}\right\}\delta\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}^s\right)\times$$

$$\times\delta\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}^s\right)\left[Q(\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})+f(\tau,\xi,\boldsymbol{\eta})\delta(\tau-t)+\delta(\tau-t)\times\right.$$

$$\left.\times\int_{t-\Delta t}^t d\tau_1\int d\mathbf{p}'\sigma(\xi,\boldsymbol{\eta},\mathbf{p}')v'f(\tau_1,\xi,\mathbf{p}')\right]. \qquad (10)$$

Первое и второе слагаемые в правой части (9) и (10) совпадают. Третье слагаемое описывает распространение и рассеяние на отрезке времени $(t, t+\Delta t)$ частиц, образовавшихся на отрезке $(t-\Delta t, t)$ за счет рассеяния. Принимается, что все акты рассеяния произошли в момент времени t.

Распределения (9) и (10), так же как и их разность Δf, являются финитными обобщенными функциями [9], определенными на бесконечно дифференцируемых функциях $\varphi = \varphi(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ с общим носителем в $\mathbb{R}^3_{\boldsymbol{r}} \times \mathbb{R}^3_{\boldsymbol{p}}$. Переменная t является параметром. Действие обобщенной функции Δf на элемент основного пространства определяется следующим образом:

$$(\varphi, \Delta f) = \int_t^{t+\Delta t} d\tau \int d\xi \int d\boldsymbol{\eta} \exp\left\{-\int_\tau^{t+\Delta t} dt'' \sigma^t v\left(p^s(t'')\right)\right\} \varphi(\mathbf{r}^s(t+$$

$$+\Delta t, \tau, \xi, \boldsymbol{\eta}), \mathbf{p}^s(t+\Delta t, \tau, \xi, \boldsymbol{\eta})) \times \int d\mathbf{p}' \sigma(\xi, \boldsymbol{\eta}, \mathbf{p}') v' f(\tau, \xi, \mathbf{p}') -$$

$$- \int_{t-\Delta t}^{t} d\tau_1 \int d\xi \int d\boldsymbol{\eta} \exp\left\{-\int_t^{t+\Delta t} dt'' \sigma^t v\left(p^s(t'')\right)\right\} \times$$

$$\times \varphi\left(\mathbf{r}^s(t+\Delta t, t, \xi, \boldsymbol{\eta}), \mathbf{p}^s(t+\Delta t, t, \xi, \boldsymbol{\eta})\right) \int d\mathbf{p}' \sigma(\xi, \boldsymbol{\eta}, \mathbf{p}') v' f(\tau_1, \xi, \mathbf{p}').$$

Отсюда можно показать, что (10) совпадает с (9) с первым порядком точности по параметру $\sigma^t v \Delta t$. Условие $\sigma^t v \Delta t \ll 1$ для заряженных частиц является слишком жестким, поэтому при рассмотрении упругого и ионизационного рассеяния заряженных частиц с малой передачей импульса на практике применяется приближение однородного рассеяния на траектории [10].

Вычисление действий обобщенных функций, выражающих плотность тока, энерговыделение, поток эмиссии, сводится к решению уравнений движения частиц. Применяется сочетание [8] метода частиц [11] для решения уравнений движения между столкновениями и статистического описания столкновений. В конструкционных материалах используется квазистационарное приближение [12], сводящее алгоритм к методу Монте-Карло [13]. Уравнения Максвелла решаются с помощью полностью консервативной разностной схемы [14].

Программное обеспечение модели реализовано на гетерогенном вычислительном кластере ГВК К-100 [15]. Этот суперкомпьютер построен специально для задач рассматриваемого типа при поддержке ОАО «ВПК «НПО машиностроения» и эксплуатируется в ИПМ

им. М.В. Келдыша РАН. Вычислительные узлы ГВК К-100 содержат помимо центральных процессоров высокопроизводительные графические ускорители выполнения арифметических операций. Это позволяет резко ускорить вычисления распределений фотонов и электронов в конструкционных материалах, требующие подавляющей доли процессорного времени при реализации рассматриваемой модели.

Защитные свойства корпуса полезной нагрузки. Рассчитанные спектры фотонов на поверхностях внешнего корпуса модельного изделия и корпуса его внутреннего отсека показаны на рис. 2. На этом и последующих рисунках представлены нормированные результаты расчета в тех точках поверхностей изделия, корпусов отсеков и элементов внутренней компоновки, которых фронт фотонов касается в первую очередь. Эти точки наиболее представительны для целей анализа защитных и эмиссионных свойств покрытий.

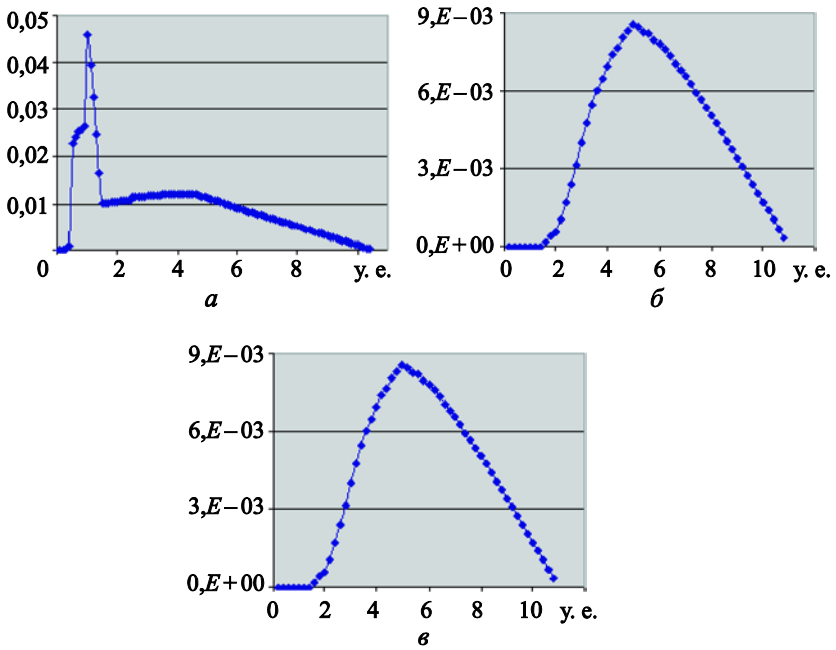


Рис. 2. Нормированные спектры рентгеновского излучения:
а — падающего (единичная полная интенсивность); *б* — на внутренней поверхности корпуса изделия (общая интенсивность 4,46*E*–01); *в* — на внутренней поверхности корпуса отсека (общая интенсивность 1,76*E*–04)

На рис. 3 показаны спектры электронов эмиссии.

Параметры потока электронов эмиссии на внутренней поверхности отсека изделия и внешних поверхностях элементов компоновки объемов представлены на рис. 4.

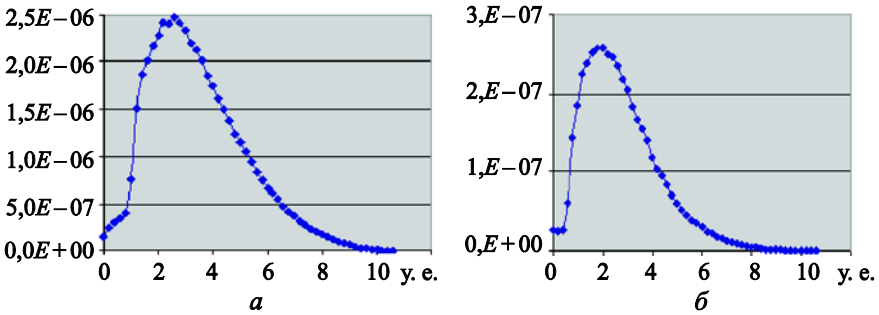


Рис. 3. Спектры электронов эмиссии корпуса изделия:
а — на внутренней поверхности корпуса изделия (общая интенсивность 9,89*E*–05);
б — на внешней поверхности корпуса изделия (общая интенсивность 8,77*E*–06)

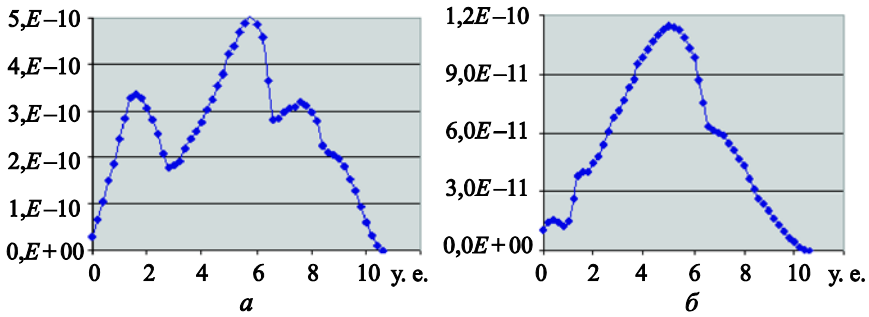


Рис. 4. Спектры электронов эмиссии внутри отсека и элементов компоновки изделия:
а — спектр электронов эмиссии на внутренней поверхности отсека изделия (общая интенсивность 2,76*E*–08); *б* — спектр электронов эмиссии на внешней поверхности элементов компоновки изделия (общая интенсивность 5,79*E*–09)

Распределения вторичного электромагнитного поля. На рис. 5 выделена газовая среда внутри модельного изделия. На ее фоне представлены линии уровня модуля напряженности электрической компоненты внутреннего электромагнитного импульса в сечении плоскостью $x = 0$ в последовательные моменты времени.

На рис. 6–9 представлены линии уровня модуля напряженности электрического и магнитного полей под внешним корпусом модельного изделия. Они показаны в сечениях плоскостями $z = \text{const}$ и $x = 0$ в последовательные моменты времени.

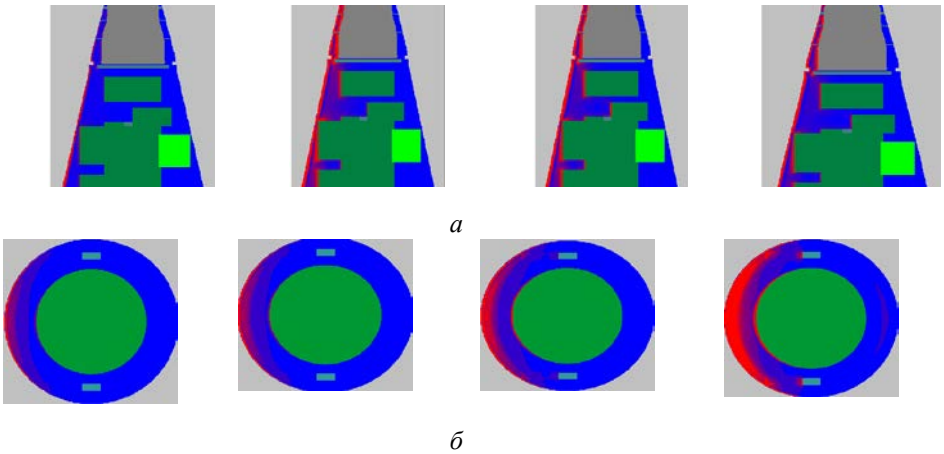


Рис. 5. Линии уровня модуля напряженности электрического поля в последовательные моменты времени:
а — сечение x = const; *б* — сечение z = const

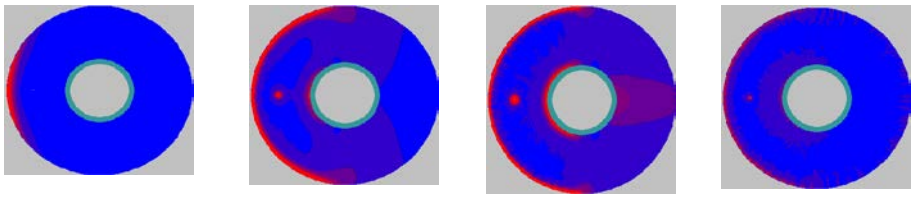


Рис. 6. Линии уровня модуля напряженности электрического поля под внешним корпусом модельного изделия в сечении плоскостью z = const в последовательные моменты времени

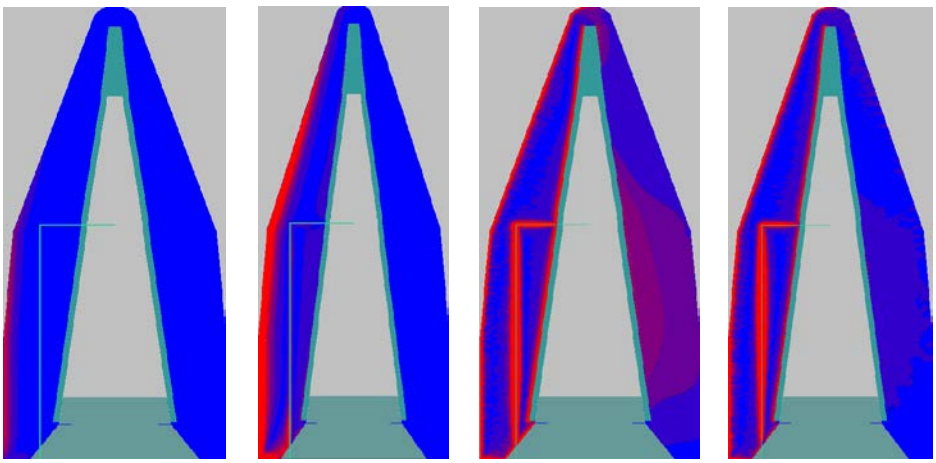


Рис. 7. Линии уровня модуля напряженности электрического поля под внешним корпусом изделия в сечении $x = 0$ в последовательные моменты времени

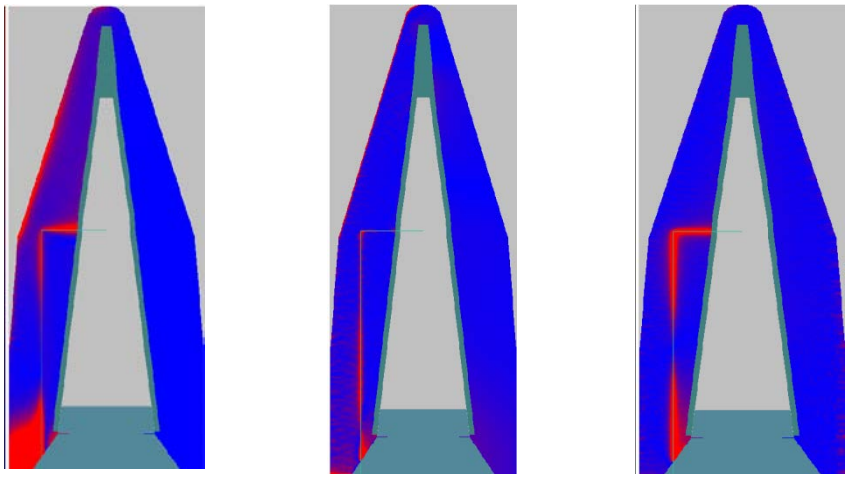


Рис. 8. Линии уровня модуля напряженности магнитного поля под внешним корпусом изделия в сечении плоскостью x = const в последовательные моменты времени

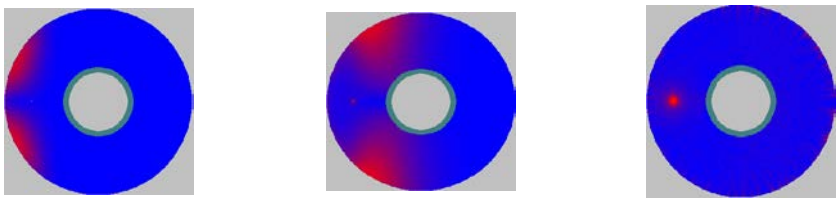


Рис. 9. Линии уровня модуля напряженности магнитного поля под внешним корпусом изделия в сечении плоскостью z = const в последовательные моменты времени

Заключение. Математическая модель переноса частиц применена для исследования защитных свойств и вторичных электромагнитных эффектов в различных конструкциях, в том числе сложной геометрической формы и компоновки.

Расчеты переноса фотонов и генерации электронов отдачи в модельном изделии и элементах его внутренней компоновки показали, что в зависимости от выбранного пакета материалов корпуса интенсивность внешнего потока излучения может быть снижена на несколько порядков. В результате взаимодействия с материалами существенно рассеиваются не только мягкие, но и жесткие фотоны, причем интенсивность поглощения имеет ярко выраженные максимумы.

Вычисление начальных распределений электронов эмиссии и генерируемых ими электромагнитных полей в рамках единого расчета стало возможным только с использованием суперкомпьютера с гетерогенной архитектурой. Использование графических плат более чем в 100 раз ускорило реализацию метода Монте-Карло. В результате время вычисления начальных распределений электронов эмиссии

резко снизилось и стало сопоставимым с расчетом электромагнитных полей.

Расчеты параметров внутреннего электромагнитного импульса в объемах модельного изделия показали, что скорость нарастания электрического поля определяется фронтом проникающего излучения. Далее в течение длительного времени происходит спад. Длительность спада обусловлена следующим фактором. Электроны эмиссии теряют энергию при ионизационном рассеянии в плотной газовой среде внутри отсеков. После остановки они образуют в газовой среде объемный заряд, который стекает на положительно заряженные поверхности за счет тока радиационной проводимости. Характерная скорость дрейфа заряженных частиц, обусловливающих проводимость, в электрическом поле невысока. На фоне спада электрического поля наблюдаются слабые высокочастотные колебания с длительностью, определяемой частотой собственных мод полости объемов. Влияние электромагнитного поля на электроны эмиссии незначительно.

Расчеты параметров внутреннего электромагнитного импульса под внешней поверхностью изделия и токов наводок показали, что электрическое поле достигает больших значений. Форма импульса повторяет временнỳю зависимость проникающего излучения. Электрическое поле развивается в основном вблизи поверхностей, эмитирующих электроны. На небольших расстояниях от поверхностей поле резко спадает. Большие амплитуды и быстрый спад электрического поля с удалением от поверхностей обусловлены двумя обстоятельствами. Во-первых, в пространстве между корпусом внутреннего макета изделия и внешним кожухом давление воздушной среды настолько мало, что электроны эмиссии не успевают претерпевать ионизационное рассеяние. Во-вторых, интенсивность потока электронов настолько велика, что частота плазменных колебаний превосходит частоту столкновений. Электроны быстро теряют энергию в электрическом поле и возвращаются на поверхность эмиссии.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика*. Москва, Наука, 1969.
[2] Мотт Н., Мэсси Г. *Теория атомных столкновений*. Москва, Мир, 1969.
[3] Березин А.В., Жуков Д.А., Жуковский М.Е., Конюков В.В., Крайнюков В.И., Марков М.Б., Помазан Ю.В., Потапенко А.И. Суперкомпьютерное моделирование вторичных электромагнитных эффектов от импульсных излучений. *Труды 38 Академических чтений по космонавтике.* Москва, ОАО «ВПК «НПО машиностроения», 2014.
[4] Кейз К., Цвайфель П. *Линейная теория переноса*. Москва, Мир, 1972.
[5] Мак-Даниель И. *Процессы столкновений в ионизованных газах*. Москва, Мир, 1967.
[6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля*. Москва, Наука, 1979.

[7] Курант Р. *Уравнения с частными производными*. Москва, Мир, 1964.
[8] Berezin A.V., Vorontsov A.S., Markov M.B., Parot'kin S.V., Zakharov S.V. Numerical modeling of plasma generation in a hollow cathode triggered discharge. *Mathem. Montisnigri*, 2012, vol. 25, pp. 51−64.
[9] Шилов Г.Е. *Математический анализ. Второй специальный курс*. Москва, Изд-во МГУ, 1984.
[10] Марков М.Б. Приближение однородного рассеяния электронов на траекториях. *Математическое моделирование*, 2009, № 21, с. 85−93.
[11] Hockney R., Eastwood J. *Computer Simulation Using Particles*. New York, McGraw-Hill, 1981.
[12] Жуковский М.Е., Марков М.Б. Математическое моделирование электромагнитных полей радиационного происхождения. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б*. Т. VII–1, ч. 2, с. 628−652.
[13] Михайлов Г.А., Войтишек А.В. *Численное статистическое моделирование. Методы Монте-Карло*. Москва, Академия, 2006.
[14] Березин А.В., Крюков А.А., Плющенков Б.Д. Метод вычисления электромагнитного поля с заданным волновым фронтом. *Математическое моделирование*, 2011, № 23, с. 109–126.
[15] Жуковский М.Е., Усков Р.В. Математическое моделирование радиационной эмиссии электронов на гибридных суперкомпьютерах. *Вычислительные методы и программирование*, 2012, т. 13, № 1, с. 189−197.

Статья поступила в редакцию 15.12.2014

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Березин А.В., Жуков Д.А., Жуковский М.Е., В.В. Конюков, В.И. Крайнюков, М.Б. Марков, Ю.В. Помазан, А.И. Потапенко. Моделирование электромагнитных эффектов в сложных конструкциях при воздействии импульсных излучений. *Математическое моделирование и численные методы*, 2015, № 2(6), с. 58–72.

Березин Андрей Всеволодович родился в 1965 г., окончил МГУ им. М.В. Ломоносова в 1987 г. Канд. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Автор более 30 статей в рецензируемых журналах России в области вычислительной математики, математической физики. e-mail: a_v_berezin@mail.ru

Жуков Д.А. родился в 1980 г., окончил МГИЭМ в 2003 г. Начальник отдела ОАО «ВПК «НПО машиностроения». Автор более 10 научных публикаций.
e-mail: dimang@list.ru

Жуковский Михаил Евгеньевич родился в 1958 г., окончил МИФИ в 1982 г. Д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Автор более 100 статей в рецензируемых журналах России, Германии, Великобритании, США в области вычислительной математики, математической физики, статистического моделирования на гибридных суперкомпьютерах. e-mail: zhuk@kiam.ru

Конюков Владимир Васильевич родился в 1941 г., окончил МИФИ в 1965 г. Начальник отдела ОАО «ВПК «НПО машиностроения». Автор более 10 статей в рецензируемых журналах России. Область научных интересов: проникающая радиация, внешние электромагнитные поля, вакуумные технологии.
e-mail: complex60@vpk.mpomash.ru

Крайнюков Владимир Ильич родился в 1938 г., окончил МАИ в 1964 г. Канд. техн. наук, доцент, начальник комплекса в ОАО «ВПК «НПО машиностроения». Автор более 10 статей в рецензируемых журналах России. Область научных интересов: проникающая радиация, внешние электромагнитные поля, вакуумные технологии. e-mail: vikrain@yandex.ru

Марков Михаил Борисович родился в 1962 г., окончил МГУ им. М.В. Ломоносова в 1985 г. Д-р. физ.-мат. наук, заведующий сектором ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Автор более 40 научных публикаций в области математического моделирования, физики ионизованных сред. e-mail: m_b_markov@mail.ru

Помазан Юрий Викторович родился в 1952 г., окончил МФТИ в 1975 г. Д-р техн. наук, главный научный сотрудник секции прикладных проблем при Президиуме РАН. Автор более 40 статей в рецензируемых журналах. Область научных интересов: математическое моделирование, физика релятивистских электронных пучков и тормозного излучения. e-mail: yupom@ya.ru

Потапенко Андрей Иванович родился в 1971 г., окончил Военный инженерно-космический институт в 1994 г. Начальник отдела 12 ЦНИИ МО РФ. Автор более 20 статей в рецензируемых журналах. Область научных интересов: математическое моделирование. e-mail: a.potapenko@mail.ru

Modeling the electromagnetic effects in complex structures exposed to pulse radiation

© A.V. Berezin[1], D.A. Zhukov[2], M.E. Zhukovskiy[1], V.V. Konukov[2], V.I. Krainukov[2], M.B. Markov[1], Yu.V. Pomazan[3], A.I. Potapenko[4]

[1]Keldysh Institute for Applied Mathematics RAS, Moscow, 125047, Russia
[2]JSC "MIC "NPO Mashinostroyenia", M.O., Reutov-town, 143966, Russia
[3]Section of Applied Problems, RAS, Moscow, 142292, Russia
[4]The 12th Central Research Institute, RF Ministry of Defense, 141315, Russia

The article describes a mathematical model of photon transport and generating the secondary electromagnetic fields in structures of complex geometry and package. A draft of the model design is given. The results of computing the photon flux in different elements of the model structure are demonstrated. It is shown that multiple-material stack-up of the enclosure can dramatically weaken the photon flux, scattering not only soft but hard photons as well. Intensity of absorption has pronounced maxima. There is space charge and the electrostatic field generated in the gas atmosphere inside the model. Electrostatic field can reach high amplitude in a small spatial domain inside the enclosure of the model.

Keywords: *radiation transport, electromagnetic field, radiation electron emission.*

REFERENCES

[1] Akhiezer A.I., Berestetskiy V.B. *Kvantovaya elektrodinamika* [Quantum Electrodynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1969.
[2] Mott N.F., Massey H.S.W. *The Theory of Atomic Collisions.* Oxford University Press, 1965, 878 p. [In Russian: Mott N., Massey G. Teoriya atomnykh stolknoveniy. Moscow, Mir Publ., 1969].

[3] Berezin A.V., Zhukov D.A., Zhukovskiy M.E., Konukov V.V., Krainukov V.I., Markov M.B., Pomazan Yu.V., Potapenko A.I. Superkompyuternoe modelirovanie vtorichnykh elektromagnitnykh effektov ot impulsnykh izlucheniy [Supercomputing the Secondary Electromagnetic Effects Caused by Pulse Radiation]. *Proceeding of the 38th Academic reading on cosmonautics*. Moscow, JSC (Open joint stock company) Military and industrial corporation "MIC "Mashinostroyenia, 2014.

[4] Case K.M., Zweifel P.F. *Lineynaya teoriya perenosa* [Linear Transport Theory]. Moscow, Mir Publ., 1972.

[5] McDaniel E., *Collision Processes in Ionized Gases*. New York, 1964. [In Russian: McDaniel I. *Collision processes in ionized gases*. Moscow, Mir Publ., 1967].

[6] Landau L.D., Lifshits E.M. *Teoriya polya* [Field Theory]. Moscow, Nauka Publ., 1979.

[7] Courant R. *Uravneniya s chastnymi proizvodnymi* [Equations with Partial Derivatives]. Moscow, Mir Publ., 1964

[8] Berezin A.V., Vorontsov A.S., Markov M.B., Parotkin S.V., Zakharov S.V. Numerical modeling of plasma generation in a hollow cathode triggered discharge. *Mathem. Montisnigri*, vol. 25 (2012) 51–64.

[9] Shilov G.E. *Matematicheskiy Analiz. Vtoroy Spetsialnyy Kurs* [Calculus. Second Special Course]. Moscow, MGU Publ., 1984.

[10] Markov M.B. *Matematicheskoe modelirovanie – Mathrmatical modeling*, 2009, no. 21, pp. 85–93.

[11] Hockney R., Eastwood J. *Computer Simulation Using Particles*. New York, McGraw-Hill, 1981.

[12] Zhukovskiy M.E., Markov M.B. Matematicheskoe modelirovanie electromagnitnykh poley radiatsionnogo proiskhozhdeniya [Mathematical Modeling of Radiative Electromagnetic Field]. In: *Entsiklopedita nizkotemperaturnoy plazmy. Seriya B* [Encyclopedia Of Low-Temperature Plasma. Series B], vol. VII–1, part 2, pp. 628–652.

[13] Mikhaylov G.A., Voytishek A.V. *Chislennoe statisticheskoe modelirovanie. Metody Monte Karlo* [Numerical Statistical Modeling. Monte Carlo Methods]. Moscow, Academiya Publ., 2006.

[14] Berezin A.V., Krukov A.A., *Matematicheskoe modelirovanie – Mathrmatical modeling*, 2011, no. 23, pp. 109–126.

[15] Zhukovskiy M.E., Uskov R.V. *Vychislitelnye metody i programmirovanie - Computing methods and programming*, 2012, vol. 13, no.1, pp.189–197.

Berezin A.V. (b. 1965) graduated from the Lomonosov Moscow State University in 1987. Candidate of Physico-Mathematical Sciences, leading scientist at Keldysh Institute for Applied Mathematics RAS. The author of more than 30 papers in peer-reviewed journals in the field of computational mathematics, mathematical physics.
e-mail: a_v_berezin@mail.ru

Zhukov D.A. (b. 1980) graduated from the Moscow State Institute of Electronics and Mathematics in 2003. Head of a department at JSC "MIC "NPO Mashinostroyenia". The author of more than 10 papers in peer-reviewed journals. Research interests: piercing radiation, external electromagnetic fields, vacuum technology. e-mail: dimang@list.ru

Zhukovskij M.E. (b. 1958) graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1982. Dr. Sci. (Phys.-Math.), leading scientist at Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS. The author of more than 100 papers in peer-reviewed journals. Research inter-

ests: computational mathematics, mathematical physics, statistical modeling on hybrid supercomputers. e-mail: zhuk@kiam.ru

Konjukov V.V. (b. 1941) graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1965. Head of a department at JSC “MIC "NPO Mashinostroyenia”. The author of more than 10 papers in peer-reviewed journals. Research interests: piercing radiation, external electromagnetic fields, vacuum technology. e-mail: complex60@vpk.mpomash.ru

Kraynukov V.I. (b. 1938) graduated from Moscow Aviation Institute in 1964. Candidate of Engineering Sciences, head of a complex at JSC “MIC “NPO Mashinostroyenia”. The author of 10 papers in peer-reviewed journals. Research interests: piercing radiation, external electromagnetic fields, vacuum technology.
e-mail: vikrain@yandex.ru

Markov M.B. (b. 1962) graduated from the Lomonosov Moscow State University in 1985, Dr. Sci. (Phys.-Math.), head of a department at Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS. The author of more than 40 papers in peer-reviewed journals. Research interests: mathematical modeling, physics of ionized media. e-mail: m_b_markov@mail.ru.

Pomazan Ju.V. (b. 1954) graduated from Moscow Institute of Physics and Technology, in 1977. Dr. Sci. (Eng.), senior staff scientist at the Section of Applied Problems at Presidium of RAS. The author of more than 40 papers in peer-reviewed journals. Research interests: mathematical modeling, physics of relativistic beams and Bremsstrahlung.
e-mail: yupom@ya.ru.

Potapenko A.I. (b. 1971) graduated from the Military Space Engineering Institute in 1994. Candidate of Engineering Sciences, head of a department at the 12th Central Research Institute, RF Ministry of Defense. The author of more than 20 papers in peer-reviewed journals. Research interests: mathematical modeling.
e-mail: a.potapenko@mail.ru.