

обоих образцах равен **63.5 часа**. Вследствие того, что кривая контрольного образца отличается от теоретической кривой, то для последних десяти циклов измерений был вычислен коэффициент Пирсона, он равен $\chi^2_1=19.5$, при $\chi^2_{0,95}=18.3$.

С целью определения коэффициента корреляции средних значений пиков двух образцов, необходимо произвести нормировку на экспоненту распада. Корреляционный анализ двух выборок показал следующие значения коэффициентов корреляции для всей выборки $k_{37}=0.52$, для последних 15 значений $k_{15}=0.66$. Экспоненциальное значение дисперсии первого образца от теоретического значения отличается на 10.8 %, а для второго образца отличие значения меньше 1%.

Проведенные эксперименты выявили три новых эффекта связанных с воздействием вращающихся объектов на распад радиоактивных ядер. *Во-первых*, зарегистрировано уменьшение периода полураспада возбужденного ядра; *во вторых*, проявляется корреляция независимых измерений, связанная с эффектом квантовой нелокальности и *в третьих*, с увеличением времени воздействия и времени измерения контрольного образца уменьшается его дисперсия интенсивности гамма-излучения.

Эффект квантовой нелокальности проявляется в нарушении неравенств Белла. Если рассматривать ядра изотопа золота как квантовые системы, находящиеся в спиновом взаимодействии друг с другом на атомарно-ядерном уровне в солевом растворе то корреляция ядерного распада двух пространственно разнесенных образцов, при изменении состояния спинового одного из них неизбежна.

Вращающийся макрообъект является источником возмущения окружающего его пространства физического вакуума, где вакуум будет испытывать поперечную спиновую поляризацию [2]. В результате возможно спиновое воздействие на внутреннее состояние возбужденного ядра, что может привести к изменению "постоянной" распада.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мельник И. А. // Изв. вузов. Физика., 2004, №5, с.19-26.
2. Акимов А. Е., Тарасенко В. Я. // Изв. вузов. Физика., 1992, №3, с.13-23.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА-ЛАГРАНЖА ДЛЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Святсков В.А.

Чебоксарский институт Московского государственного открытого университета, (ЧИ МГОУ)

1. Рассмотрим следующую начальную задачу для основного уравнения динамики тела переменной массы [1]:

$$\frac{d}{dt}[M(t, x, \mathfrak{R})(\mathfrak{R}-q)] = F(t, x, \mathfrak{R}); \quad (1)$$

$$x(0) = 0, \mathfrak{R}(0) = 0; \quad (2)$$

$$x \in C^2((0,1], \mathbf{R}). \quad (3)$$

В задаче (1)-(3) приняты следующие обозначения и наложены ограничения: тело переменной массы M движется прямолинейно, $q=const$ – скорость налипающих частиц, F – сила, действующая на тело, при $t=0$ функция $M=0$. Выражения для M и F в модели, предложенной автором [2], описываются на основе лагранжиана для пограничного слоя и имеют достаточно общий вид.

Задача (1)-(3) при принятых ограничениях имеет особую точку. Стандартные численные методы при исследовании подобного рода задач неприменимы, решение в конечном виде получить для реальной задачи практически невозможно. Автором предложен следующий выход из создавшейся ситуации: решение поставленной задачи искать в виде обобщенного степенного ряда

$$x = t^{p/q} \dot{\sum}_{k=0}^{\infty} b_k t^{k/q}; \quad b_k = f(b_0, b_1, \dots, b_{k-1}). \quad (4)$$

2. Кроме модели пункта 1 исследована модель, основанная на уравнении Леви-Чивиты, взятом в следующей форме:

$$\frac{d}{dt}[M(t, x, \mathfrak{R})] = F(t, x, \mathfrak{R}). \quad (5)$$

Для этого уравнения ставится задача (2)-(3) при аналогичных ограничениях в задаче (1)-(3). Решение задачи для уравнения (5) получено в виде (4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новоселов В.С. Аналитическая механика систем с переменными массами. – Л.: ЛГУ, 1969. – 240 с.
2. Святсков В.А. Уравнение Эйлера-Лагранжа в пограничном слое и его приложения. – Чебоксары: ЧГУУ, 2000. – 165с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Сысун А.В.

Петрозаводский государственный университет

В работе численно решаются уравнение Пуассона для потенциала в окрестности пылевой частицы при бальмановском распределении концентрации электронов и моделирование ионного потока на нее методом молекулярной динамики. Вокруг частицы выделяется элементарная сферическая ячейка с радиусом, определяемом концентрацией пылевых частиц $r_d = (4\pi n_d / 3)^{-1/3}$. Ионный поток формируется за счет ионизации газа электронами внутри ячейки с частотой $Z n_e$, где Z – частота ионизации, производимая одним электроном, определяемая скоростью ухода ионов на пылевую частицу, $n_e = n_0 \exp(-e j / kT_e)$ – концентрация электронов.

Уравнение Пуассона решалось на каждом временном интервале Δt на одномерной сетке с шагом по радиусу h при нулевых значениях потенциала и его градиента на границе ячейки $r=r_d$

$$j_i = \frac{r_{i+1}}{r_i} \left[2j_{i+1} - j_{i+2} \frac{r_{i+2}}{r_{i+1}} + \frac{eh^2}{e_0} (n_0 \exp(ej_{i+1}/kT_e) - n_i) \right] \quad (1)$$

Потенциал пылевой частицы определялся в процессе решения при достижении радиуса частицы $r=a$. Начальное распределение потенциала может быть произвольным. Для уменьшения количества шагов по времени оно задавалось близкое к реальному по аппроксимирующей формуле:

$$j_i = j_a \left(\frac{r_d - r}{r_d - a} \right)^2 \left(\frac{a}{r} \right)^{1,1} \quad (2)$$

Начальная концентрация ионов определялась по (1). Ионы объединялись в крупные частицы числом 200 на интервале h с равномерным распределением по длине интервала. Через каждый интервал времени $t_0 = 4 \cdot 10^{-3} (w_i)^{-1}$ (w_i - ионная плазменная частота) в каждом интервале h рождалась новая крупная частица с зарядом $4pr^2 h Z n_e t_0$ и равномерным случайным расположением по интервалу h . Абсолютная скорость

новой частицы и ее угол с радиусом разыгрывались в соответствии с максвелловским распределением с температурой атомов «Т». Через время от рождения обратное частоте ион-атомовых столкновений $\tau = 1/\nu_i$ разыгрывание скорости иона производилось заново. При достижении радиуса пылевой частицы ион поглощается.

Частота ионизации Z корректировалась на каждом временном шаге для компенсации ухода ионов на пылевую частицу. Движение крупных частиц моделировалось в соответствии с уравнением

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{q}{M} \frac{\partial j}{\partial r} + \frac{u_0^2 \sin^2 J_0^2 r_0^2}{r^3} \quad (3),$$

где индекс нуль соответствует значениям при рождении частицы. Число одновременно находящихся в ячейке крупных частиц достигало $2 \cdot 10^6$. На рисунке приведено распределение потенциала по радиусу при $a=0,02 \cdot \lambda_d$, $r_d=0,6 \cdot \lambda_d$ (λ_d - дебаевский электронный радиус). Видно существенное влияние температуры ионов и столкновений даже при малых их значениях.

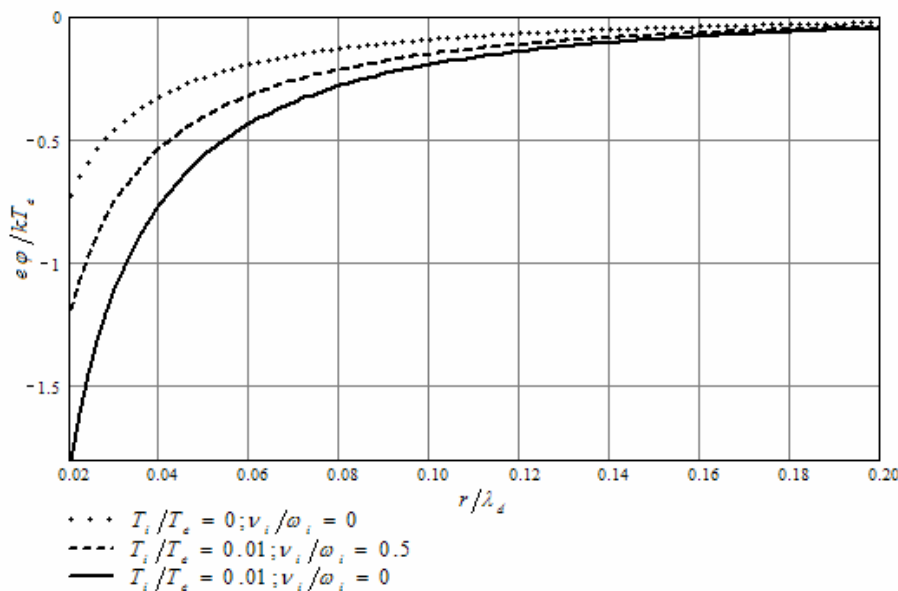


Рисунок 1. Распределение потенциала по радиусу при $a=0,02 \cdot \lambda_d$, $r_d=0,6 \cdot \lambda_d$

Работа выполнена в рамках проекта PZ-013-02, поддерживаемого совместно Американским фондом гражданских исследований и развития (АФГИР), Министерством образования РФ и правительством Республики Карелия.

МОДЕЛИ ЭКОНОМИКИ РОССИИ ПОСЛЕ ДЕФОЛТА

Тарушкин В.Т., Тарушкина Л.Т., Юрков А.В.
*С. Петербургский Государственный Университет,
 С. Петербург*

На основе нечёткой теории вероятностей строятся две модели экономики России после 1998 года: на

основе полиномиального распределения и с помощью цепей Маркова.

Пространство исходов $X = \{\omega_1, \omega_2, \omega_1^F, \omega_2^F\}$ для однократного бросания монеты на нечёткую в смысле Л. Заде плоскость [1] для случая экономики России интерпретируется как $\omega_1 = \{(\omega_1, 1), (\omega_2, 0)\}$: "сильный прирост ВВП (валовый внутренний продукт до 20% в год)"; $\omega_2 = \{(\omega_1, 0), (\omega_2, 1)\}$: "сильная защита окружающей среды"; $\omega_1^F = \{(\omega_1, F), (\omega_2, 0)\}$: "слабый прирост ВВП (до 10% в год)"; $\omega_2^F = \{(\omega_1, 0), (\omega_2, F)\}$: "слабая защита окружающей среды". Пространство исходов для развития экономики России за каждый год после дефолта (1999 – 2004 годы) будет $\Omega = X^2 = \{\omega^1, \dots, \omega^{16}\}$, где $\omega^1 = (\omega_1, \omega_1)$, $\omega^2 = (\omega_1, \omega_2)$, ..., $\omega^{16} = (\omega_2^F, \omega_2$