Н. ЕЛЕНЕВСКАЯ
кандидат физ.-мат. наук

ПРИМЕНЕНИЕ НОВОГО МЕТОДА РАЗЛОЖЕНИЯ ПЕРТУРБАЦИОННОЙ ФУНКЦИИ К ОСРЕДНЕННЫМ ВАРИАНТАМ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ.

Главная часть пертурбационной функции, рассматриваемая как непрерывная периодическая функция своих аргументов: средней аномалии M, расстояния перигелия от узла ω, долготы узла Ω и наклонности i, может быть разложена в четырехкратный ряд Фурье по кратным этих элементов. Это разложение может быть написано в виде:

$$\frac{1}{r_j} = \frac{2}{a_j} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} b_1, l^{(k)} \sum_{p,q,r=k,}^{k} A_{p\,q\,r} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{n=p\mp s}^{p-s}$$

$$P_s(n, p, \varkappa)\, e^s \cos(nM + p\omega + q\bar{\Omega} + ri) \tag{1}$$

Здесь a_j — расстояние возмущающей точки до центрального тела, $\bar{\Omega} = l_j - \Omega$ (e_j — долгота возмущающей точки) $b_1, l^{(k)}$, $A_{p,\,q,\,r}^{(k)}$, $P_s^{(r,\,p,\,x)}$ суть числовые коэфициенты.

Рассмотрим фактическое разложение $\frac{1}{r_j}$ в некоторых основных осредненных вариантах задачи трех тел.

а) Двукратно осредненная схема Гаусса.

В этой схеме среднее значение пертурбационной функции образуется по формуле:

$$\left[\frac{1}{r_j}\right] = \frac{1}{4\pi^2} \int_{M=0}^{2\pi} \int_{l_j-0}^{2\pi} \frac{1}{r_j}\, dM\, dl_j. \tag{2}$$

Если подставить в формулу (2) разложение (1), то все интегралы обращаются в нули за исключением тех, для которых n=o, q=o, и разложение (1) принимает вид:

$$\left[\frac{1}{r_j}\right] = \frac{2}{a_j} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{p,\,r=-k}^{n} \sum_{s=0}^{\infty}$$

$$b_1, l^{(k)} A_{p,\,0,\,r}^{(k)} P_s\ (0,\ p,\ \varkappa) \cos\ (p\omega + r_i) \tag{3}$$

Разложение (3) дает для любого к по i конечные полиномы.

б) Наружная однократно осредненная проблема Фату.

В этой схеме осредненная пертурбационная функция получается при помощи формулы:

$$\left[\frac{1}{r_j}\right] = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{l_j=\Omega}^{2\pi+\Omega} \frac{1}{r_j}\, dl_j. \tag{4}$$

Ее разложение имеет вид:

$$\left[\frac{1}{r_j}\right] = \frac{2}{a} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{p,\, r=-k}^{k} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{n=p+s}^{p-s}$$

$$b_1,_l^{(k)}\, A_{p,\, q,\, r}\, P_s\,(n,\, p,\, \varkappa) \cos\,(nM + p\omega + r_i). \tag{5}$$

в) Внутренняя однократно осредненная проблема.

$$\left[\frac{1}{r_j}\right] = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{M=0}^{2\pi} \frac{1}{r_j}\, dM. \tag{6}$$

В разложении (5) коэфициенты P будут иметь вид: $P_s\,(o,\, p,\, \varkappa)$, а косинусы заменятся на $\cos\,(p\omega + q\bar{\Omega} + r_i)$.

Указанные варианты используются сейчас автором при построении аналитической теории VI и VII спутников Юпитера. Для вычисления возмущений от четырех больших спутников используется схема Гаусса. Для вычисления возмущений от Солнца — схема Фату.

А. С. КОВАНЬКО
профессор

К ВОПРОСУ О СХОДИМОСТИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ФУНКЦИЙ В НЕКОТОРЫХ МЕТРИЧЕСКИХ ПРОСТРАНСТВАХ

Рассматриваются следующие метрики в пространстве функций класса (на интервале $(-\infty < x < +\infty)$).

$$D_{S_p}^{TE}(f\ \varphi) = \sup_{-\infty < a < +\infty} \left\{ \frac{1}{T} \int\limits_{E(a,\, a+T)} |f - \varphi|^p\, dx \right\}^{\frac{1}{p}} \text{ (метрика Степанова),}$$