

на рис. 2, сняты при $R=120$ кОм, близком к паспортному значению для данного типа ФЭУ. На рис. 5 приведены экспериментальные и теоретические зависимости i_{a0} и $i_{a\Omega}$ от V_0 для $R=40$ кОм. Как и следовало ожидать, уменьшение U_a привело к росту S_1 и уменьшению (V_1-V_2). Теоретические кривые рис. 5 построены при $S_1=25$ мкА/В $V_1-V_2=2$ В. Сравнивая результаты, представленные на рис. 2 и 5, видим, что увеличение крутизны S_1 приводит к более быстрому росту $i_{a\Omega}$ при малых значениях V_0 . Насыщение $i_{a\Omega}$ на рис. 5 достигается уже при $V_0=2$ В. Однако абсолютная величина переменного компонента тока при заданном световом потоке меньше, чем на рис. 2 из-за уменьшения анодного тока.

Проведенные исследования показали, что использование внешних электродов в ФЭУ эквивалентно преобразованию промежутка фотокатод—первый диод в триодную систему, параметры которой могут быть определены из зависимости i_{a0} от V_0 . Рассчитанное значение первой гармоники тока хорошо совпадает с экспериментальным значением. Для гетеродинного приема модулированного света с использованием ФЭУ необходимы напряжения сигнала гетеродина порядка нескольких вольт. При этом амплитуда переменной составляющей тока достигает $\sim 60\%$ от i_{a0} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Залесский И. Е., Потапов А. М. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 164, 1967.
2. Власов В. Г., Королев И. А., Утенков Б. И. ОМП, № 11, 1968.
3. Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А. «Журнал прикладной спектроскопии», 11, 337, 1969.
4. Гулгазарян К. А. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 161, 1970.

Поступила в редакцию
21.10 1974 г.

Кафедра
физика колебаний

УДК 523.442

И. А. ГЕРАСИМОВ

О ДВИЖЕНИИ АСТЕРОИДОВ ТИПА ГЕКУБЫ

Группа астероидов типа Гекубы интересна тем, что средние движения этих астероидов близки к соизмеримости 1:2 со средним движением Юпитера. Этой соизмеримости соответствует люк в распределении средних движений астероидов. Для исследования движения астероидов в случае резонанса обычно применяется осредненная схема Н. Д. Моисеева, ибо применение классической теории возмущений здесь не представляется возможным. Однако обоснование данных схем получено лишь для интервала времени порядка тысячи лет, ввиду чего для изучения движения резонансных астероидов на больших промежутках времени представляется разумным использование методов численного интегрирования. В данной работе исследовалась эволюция орбит данной группы астероидов на промежутке времени порядка 2500 лет в рамках плоской круговой ограниченной задачи трех тел.

Уравнения возмущенного движения астероида в гелиоцентрической системе координат могут быть записаны в виде [1]

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -k^2 \left\{ m_0 \frac{x}{r^3} - m_j \left(\frac{a \cos n_j t - x}{\Delta^3} - \frac{\cos n_j t}{a^2} \right) \right\}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -k^2 \left\{ m_0 \frac{y}{r^3} - m_j \left(\frac{a \sin n_j t - y}{\Delta^3} - \frac{\sin n_j t}{a^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Delta = \sqrt{(x - a \cos n_j t)^2 + (y - a \sin n_j t)^2}$ — взаимное расстояние Юпитер — астероид, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — модуль радиус-вектора астероида, m_0 , m_j — массы Солнца и Юпитера, a — радиус орбиты Юпитера, n_j — его среднее движение, k^2 — постоянная Гаусса, t — время.

Принята следующая система единиц: единица длины — астрономическая единица, единица массы — масса Солнца, единица времени — средние солнечные сутки. В этой системе единиц [2]:

$$k = 0,017202099, \quad m_j = \frac{1}{1047,39},$$

$$\alpha = 5,2032354, \quad n_j = 0,00145003$$

Интегрирование системы (1) осуществлялось методом Рунге — Кутты на машине БЭСМ-4М с точностью до четвертой степени шага. Выбор шага был осуществлен

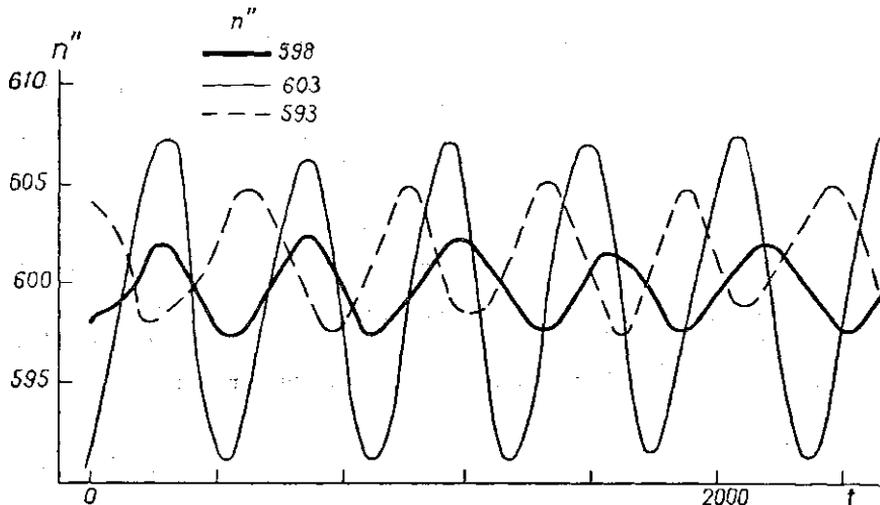


Рис. 1

следующим образом: в системе (1) было положено $m_j=0$ и осуществлялось интегрирование уравнений невозмущенного движения на интервале времени 200 лет с начальными условиями, соответствовавшими круговому движению. Периодически на печать выводилась разность между точным решением, найденным по формулам кеплеровского движения, и решением, полученным в результате интегрирования. Подобная операция была проделана для значений шага от двух до двадцати суток. Затем на графике разность — шаг был найден минимум, который в нашем случае соответствовал шагу в пять суток. Дальнейшее интегрирование уравнений возмущенного движения осуществлялось с этим значением шага; для контроля использовалась постоянная Якоби, которая вычислялась с 9 знаками, 7 из которых оставались постоянными.

В качестве начальных условий были выбраны:

$$t = 0, \quad y = 0, \quad x = A(1 - e),$$

$$\frac{dx}{dt} = 0, \quad \frac{dy}{dt} = k \sqrt{\frac{1+e}{x}},$$

где e — начальное значение эксцентриситета, равное 0,1, A — начальное значение большой полуоси, которое выбиралось следующим образом: $A_1=3,2767903$ вариант 1, соответствующий точной соизмеримости, $A_2=A_1+0,02$ вариант 2, $A_3=A_1-0,02$ — вариант 3.

Результаты интегрирования приведены на рис. 1—3. Полученные результаты показывают, что эксцентриситет и среднее движение астероида изменяются периодически, а в изменении долготы перигея присутствует вековой член.

Значение эксцентриситета в случае варианта 2 превышает значение эксцентриситета для варианта 3, что, по-видимому, связано с правилом Брауна [3].

Изменение средних движений происходит таким образом, что среднее значение для всех вариантов превышает резонансное. Подобные явления были известны давно в виде правила Шютте, которое состоит в том, что астероиды стремятся скапливаться на внутренних (значение среднего движения превышает резонансное) сторонах люков.

В данной работе проведено рассмотрение правила Шютте для всех соизмеримостей до 9 порядка включительно [4, 5]. Для каждого значения n среднего движения, соответствующего точному резонансу, было выбрано Δn так, чтобы число астероидов

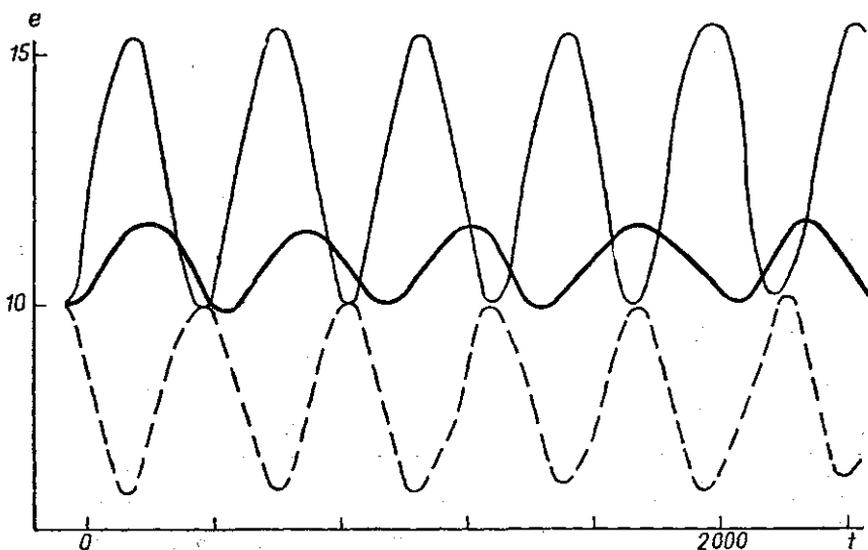


Рис. 2

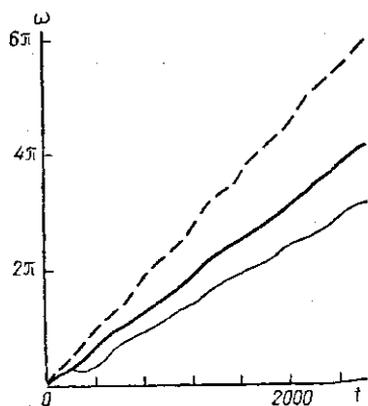


Рис. 3

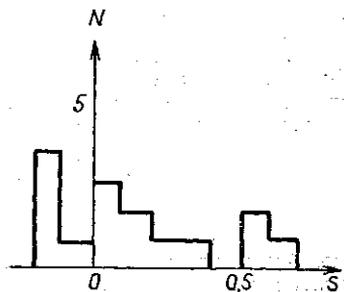


Рис. 4

в интервале $(n-\Delta n, n+\Delta n)$ превышало 20. Затем было подсчитано число астероидов в интервале $n+\Delta n$ (обозначаемое N_1) и в интервале $n-\Delta n$ (N_2). После чего проводилось вычисление коэффициента $S = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}$, распределение которого приведено на рис. 4; как видим, правило Шютте в среднем выполняется для совокупности астероидов. Среднее значение $S=0,15$ для астероидов типа — Гекубы $S=0,56$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубошин Г. Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М., 1968.
2. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике, под ред. Г. Н. Дубошина. М., 1971.

3. Батраков Ю. В. «Бюлл. ИТА», 6, 577, 1958.
4. Чеботарев Г. А. В сб.: «Малые планеты». М., 1973.
5. Эфемериды малых планет на 1974 г. Л., 1973.

Поступила в редакцию
15.11 1974 г.

Кафедра
небесной механики и гравиметрии

УДК 538.3 : 530.145

Н. В. КРАСНИКОВ

УРАВНЕНИЯ МАСШТАБНОЙ И КОНФОРМНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ В АКСИОМАТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ БОГОЛЮБОВА

В последние годы под влиянием открытия точечноподобного поведения факторов в глубоконеупругом рассеянии усилился интерес к масштабным и конформным преобразованиям. Возможность применения масштабной и конформной симметрии в теории элементарных частиц широко обсуждается в последнее время. В работах [1—4] конформная и масштабная симметрия в квантовой теории поля рассматривалась в рамках аксиоматического подхода Вайтмана. Оказалось, что теория масштабной и конформной инвариантности дает много интересных следствий, например, она позволяет однозначно определить пропагаторы и вершинные функции с точностью до постоянного множителя [1—6].

Однако в аксиоматике Вайтмана основные величины теории не являются непосредственно наблюдаемыми на опыте, что затрудняет возможность получения нетривиальных, динамических предсказаний об элементах S -матрицы.

С другой стороны, аксиоматический подход Боголюбова [7], в котором основной величиной является S -матрица, более непосредственно связан с наблюдаемыми величинами и не случайно именно на этом пути впервые были установлены дисперсионные соотношения. Масштабная и конформная инвариантность до сих пор не рассматривалась в аксиоматическом подходе Боголюбова. Поэтому нам представляется весьма важным исследовать свойства масштабной и конформной инвариантности в аксиоматическом подходе Боголюбова. Мы получим уравнения масштабной и конформной инвариантности для функций $S_n(x_1 \dots x_n)$ и покажем, что в масштабно-инвариантной теории оператор тока имеет каноническую размерность.

В основе метода Боголюбова [7] лежит аппарат вариационных производных S -матрицы по асимптотически свободным полям и условие микропричинности, которое просто формулируется в терминах этих вариационных производных. Оператор рассеяния S является функционалом по in -полям [7]:

$$S = \sum_n \frac{1}{n!} \int S_n(x_1 \dots x_n) : \varphi_1(x_1) \dots \varphi_n(x_n) : d^n x. \quad (1)$$

Мы будем рассматривать безмассовые in -поля, поскольку только они являются масштабно и конформно инвариантными [4]. Безмассовое in -поле $\varphi(x)$ удовлетворяет следующим коммутационным соотношениям с генераторами масштабных и конформных преобразований D и K_η [5]:

$$[\varphi(x), D] = i(d + x\partial)\varphi(x), \quad (2)$$

$$[\varphi(x), K_\mu] = i(dx_\mu + 2x_\mu x_\nu \partial^\nu - x^2 \partial_\mu - 2ix^\nu \Sigma_{\nu\mu})\varphi(x), \quad (3)$$

где d — размерность поля $\varphi(x)$, равная 1 для скалярного и векторного полей и $3/2$ для спинорного поля, а $\Sigma_{\eta\nu} = 0$ для скалярного поля и $\Sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{4} [j_\mu, j_\nu]$ для спинорного поля [5].

Масштабная инвариантность теории означает, что

$$[D, S] = 0. \quad (4)$$

Из выражений (2) и (4) следует уравнение масштабной инвариантности для $S_n(x_1 \dots x_n)$: