рядом, который получим из (5.44'''):

$$y = \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \ldots, \quad x = 1 - \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \ldots. \qquad (L_2)$$

Наконец, из (5.45) выводим

$$R_3(y, \mu) = y^5 + (3 - \mu) y^4 + (3 - 2\mu) y^3 - \mu y^2 - 2\mu y - \mu = 0, \quad (E_3)$$

откуда заключаем, что в промежутке (0, 1) это уравнение имеет единственный, положительный корень. Так как при $\mu = 0$ (E_3) имеет тройной корень $y = 0$, то для достаточно малых μ решение этого уравнения, обращающееся в нуль при $\mu = 0$, представляется рядом

$$y = \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \ldots,$$

откуда выводим

$$x = 1 + \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \ldots. \qquad (L_3)$$

Таким образом, в классической ограниченной задаче трех тел имеем три точки либрации, лежащие на прямой (M_0M_1). В системе координат с осями неизменного направления каждая из трех этих точек описывает в плоскости движения точки M_1 орбиту, подобную орбите этой точки, т. е. эллипс, параболу или гиперболу. Если орбита точки M_1 есть окружность или прямая линия, то и каждая из трех эйлеровых точек либрации описывает также окружность или движется, оставаясь всегда на прямой (M_0M_1).

§ 3. Уравнения возмущенного движения вблизи точек либрации

1. Для аналитического исследования устойчивости какого-либо движения механической системы необходимо иметь аналитическое решение уравнений движения. Такая возможность в задачах небесной механики представляется весьма редко и вообще только в случаях, когда уравнения движения при помощи некоторых преобразований могут быть приведены к уравнениям, допускающим решения, в которых все неизвестные имеют постоянные значения.

В общей ограниченной задаче трех тел (материальных точек) уравнения движения пассивно действующей точки M_2 могут быть преобразованы к виду (5.20), и эти уравнения, как было показано в предыдущем параграфе, могут допускать при из-

вестных условиях решения, в которых координаты Нехвила ξ, η и ζ остаются постоянными для всех значений независимой переменной v, а значит, и при всех значениях t.

Этим решениям соответствуют лагранжевы и эйлеровы точки либрации, и мы можем поставить вопрос об устойчивости в смысле Ляпунова (см. главу II) этих либрационных решений.

Для этого составим прежде всего уравнения возмущенного движения точки M_2, т. е. движения, начальные условия которого мало отличаются от начальных условий невозмущенного движения (движения, соответствующего какой-либо из пяти точек либрации), предполагая, конечно, что соответствующая точка существует.

Итак, предположим, что существует точка либрации (L) с постоянными координатами $\xi = \xi_0$, $\eta = \eta_0$ и $\zeta = \zeta_0 = 0$, так как все точки либрации находятся в плоскости $(O\xi\eta)$.

Рассмотрим возмущенное движение, близкое к невозмущенному, полагая

$$\xi = \xi_0 + x, \quad \eta = \eta_0 + y, \quad \zeta = z. \tag{5.46}$$

Буквы x, y, z обозначают здесь отклонения от ξ_0, η_0, $\zeta_0 = 0$, т. е. от нехвиловских координат точек либрации и, разумеется, не совпадают с координатами точки M_2 во вращающихся осях, и мы их будем употреблять теперь исключительно для большей простоты обозначений, так как придумать для возмущений какие-либо другие простые обозначения затруднительно и неудобно.

Делая подстановку (5.46) в уравнения (5.20), мы получим уравнения возмущенного (около рассматриваемой точки либрации) движения точки M_2, которые напишем в виде

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= X, \\ y'' + 2x' &= Y, \\ z'' + z &= Z. \end{aligned}\right\} \tag{5.47}$$

Правые части уравнений (5.47) (которые мы опять обозначили для простоты теми же буквами, как и в уравнениях (5.11)) получаются преобразованием (5.46) правых частей уравнений (5.20) и являются функциями независимой переменной v, координат x, y, z, и вообще их первых и вторых производных по v. Эти правые части обращаются тождественно в нули, когда все переменные и их производные равны нулю, т. е. для невозмущенного движения, соответствующего рассматриваемой точке либрации (L).

Разлагая теперь правые части (5.47) в ряды по степеням x, y, z и их производных, мы получим

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}x + p_{12}y + q_{11}x' + q_{12}y' + r_{11}x'' + r_{12}y'' + \ldots, \\ y'' + 2x' &= p_{21}x + p_{22}y + q_{21}x' + q_{22}y' + r_{21}x'' + r_{22}y'' + \ldots, \\ z'' + z &= pz + \ldots, \end{aligned}\right\} \tag{5.48}$$

где все коэффициенты — известные функции v или известные вещественные постоянные.

Последний случай будем иметь, например, для круговой ограниченной задачи ($r_1 = \text{const}$), когда все действующие силы не зависят от времени.

Заметим, что выписанные в (5.48) линейные члены в первых двух уравнениях не содержат величин z, z', z'', а в третье уравнение не входят члены с x, y и их производными. Это объясняется тем, что z, z' и z'' входят в первые два уравнения только через посредство $\bar{\rho}$, $\bar{\Delta}$ и их производных, а правая часть третьего уравнения содержит z множителем, который будет входить и во все остальные производные от Z по x и y. Но члены высших порядков относительно возмущений и их производных первого и второго порядков вообще входят в разложения величин X, Y, Z.

2. Если в уравнениях (5.48) отбросить все члены порядка выше первого, то получим уравнения первого приближения (уравнения в вариациях, по терминологии Пуанкаре), которые распадаются, как непосредственно видно, на систему двух уравнений с неизвестными x, y и одно, независимое от первой системы, уравнение с неизвестной z.

Теперь выпишем формулы для определения коэффициентов уравнений в вариациях системы (5.48) отдельно для случая лагранжевых точек либрации и отдельно для эйлеровых.

Для лагранжевых точек либрации (L_4) и (L_5) мы имеем

$$\xi_0 = \frac{1}{2}, \quad \eta_0 = \pm\frac{\sqrt{3}}{2}, \quad r = \Delta = r_1, \quad \bar{\rho} = \bar{\Delta} = 1. \tag{5.49}$$

Положим теперь для сокращения

$$\left.\begin{aligned} F &= (1-\mu)F_{10} + \mu F_{01}, \quad \Phi = (1-\mu)F_{10} - \mu F_{01}, \\ F^* &= (1-\mu)F^*_{20} + \mu F^*_{21}, \quad \Phi^* = (1-\mu)F^*_{20} - \mu F^*_{21}, \\ F^*_{20} &= \frac{\partial F_{20}}{\partial r_1}\cdot r_1 + \frac{\partial F_{20}}{\partial \dot{r}_1}\cdot \dot{r}_1 + \frac{\partial F_{20}}{\partial \ddot{r}_1}\cdot \ddot{r}_1, \\ F^*_{21} &= \frac{\partial F_{21}}{\partial r_1}\cdot r_1 + \frac{\partial F_{21}}{\partial \dot{r}_1}\cdot \dot{r}_1 + \frac{\partial F_{21}}{\partial \ddot{r}_1}\cdot \ddot{r}_1, \end{aligned}\right\} \tag{5.50}$$

где вследствие (5.49) функции F_{20} и F_{21} зависят только от v, r_1, $\dot{r}_1$, $\ddot{r}_1$ и, следовательно, являются известными функциями от v

или известными постоянными. (Напомним, в самом деле, что движение точки M_1 в плоскости $(x_1M_0y_1)$ предполагается известным, так что r_1 и ее производные — известные функции v, если же $r_1 = \text{const}$, то $\dot{r}_1 = 0$, $\ddot{r}_1 = 0$.)

Выполняя затем все необходимые для нахождения коэффициентов уравнений первого приближения дифференцирования и упрощения полученных формул, мы найдем следующие выражения для этих коэффициентов для лагранжевых точек либрации (L_4) и (L_5) (заметим при этом, что когда в формуле стоит двойной знак, то знак «+» соответствует точке (L_4), лежащей в верхнем правом квадранте плоскости $(\xi M_0\eta)$, а знак «—» относится к точке (L_5), лежащей в нижнем правом квадранте той же плоскости)*):

$$\left.\begin{aligned}
p_{11} &= \frac{1}{4}\cdot\frac{r_1^3}{c^2}(F - F^*),\\
p_{12} &= -\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{r_1^3}{c^2}(\Phi - \Phi^*),\\
p_{21} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{r_1^3}{c^2}(\Phi - \Phi^*),\\
p_{22} &= \frac{3}{4}\cdot\frac{r_1^3}{c^2}(F - F^*),
\end{aligned}\right\} \tag{5.51}$$

$$\left.\begin{aligned}
q_{11} &= -\frac{r_1^2}{4c}\cdot\frac{\partial F}{\partial \dot{r}_1},\\
-q_{12} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{r_1^2}{c}\cdot\frac{\partial \Phi}{\partial \dot{r}_1},\\
-q_{21} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{r_1^2}{c}\cdot\frac{\partial \Phi}{\partial \dot{r}_1},\\
q_{22} &= -\frac{3}{4}\cdot\frac{r_1^2}{c}\cdot\frac{\partial F}{\partial \dot{r}_1},
\end{aligned}\right\} \tag{5.51'}$$

$$\left.\begin{aligned}
r_{11} &= -\frac{1}{4}\cdot\frac{\partial F}{\partial \ddot{r}},\\
-r_{12} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{\partial \Phi}{\partial \ddot{r}},\\
-r_{21} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot\frac{\partial \Phi}{\partial \ddot{r}},\\
r_{22} &= -\frac{3}{4}\cdot\frac{\partial F}{\partial \ddot{r}}.
\end{aligned}\right\} \tag{5.51''}$$

*) Предполагается, конечно, что все функции F_{2i} дифференцируемы любое число раз по каждой из входящих в них переменных.

Наконец,

$$p=0. \tag{5.51'''}$$

Из этих формул следует, что в самом общем случае мы имеем всегда

$$p_{22}=3p_{11},\quad p_{21}=p_{12};\quad q_{22}=3q_{11},\quad q_{21}=q_{12},\quad r_{22}=3r_{11},\quad r_{21}=r_{12},$$

и уравнения в вариациях для треугольных точек либрации примут вид

$$\left.\begin{aligned} &x''-2y'=p_{11}x+p_{12}y+q_{11}x'+q_{12}y'+r_{11}x''+r_{12}y'',\\ &y''+2x'=p_{12}x+3p_{11}y+q_{12}x'+3q_{11}y'+r_{12}x''+3r_{11}y'',\\ &z''+z=0, \end{aligned}\right\} \tag{5.52}$$

и для составления этих уравнений потребуется вычислить только шесть величин: p_{11}, p_{12}, q_{11}, q_{12}, r_{11}, r_{12}.

Для эйлеровых решений, т. е. для точек либрации (L_i) $(i=1, 2, 3)$, введем сначала для сокращения формул следующие обозначения:

$$\left.\begin{aligned} F_{20}^*&=\frac{\partial F_{20}}{\partial r}\cdot r+\frac{\partial F_{20}}{\partial \dot r}\dot r+\frac{\partial F_{20}}{\partial \ddot r}\ddot r,\\ F_{21}^*&=\frac{\partial F_{21}}{\partial \Delta}\cdot \Delta+\frac{\partial F_{21}}{\partial \dot\Delta}\dot\Delta+\frac{\partial F_{21}}{\partial \ddot\Delta}\ddot\Delta, \end{aligned}\right\} \tag{5.53}$$

где, как и прежде,

$$r=r_1\bar\rho,\quad \Delta=r_1\bar\Delta.$$

Теперь для коэффициентов уравнений в вариациях для точек (L_i) имеем следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} p_{11}^{(i)}&=\frac{r_1^3}{c^2}\left[F(M_1)-\frac{1-\mu}{\bar\rho_i}F_{20}^*(L_i)-\frac{\mu}{\bar\Delta_i}F_{21}^*(L_i)\right],\\ p_{12}^{(i)}&=p_{21}^{(i)}=0,\\ p_{22}^{(i)}&=\frac{r_1^3}{c^2}\left[F(M_1)-\frac{1-\mu}{\bar\rho_i}F_{20}(L_i)-\frac{\mu}{\bar\Delta_i}F_{21}(L_i)\right], \end{aligned}\right\} \tag{5.54}$$

$$\left.\begin{aligned} q_{11}^{(i)}&=-\frac{r^2}{c}\left[(1-\mu)\left(\frac{\partial F_{20}}{\partial \dot r}\right)_i+\mu\left(\frac{\partial F_{21}}{\partial \dot\Delta}\right)_i\right],\\ q_{12}^{(i)}&=q_{21}^{(i)}=q_{22}^{(i)}=0, \end{aligned}\right\} \tag{5.54'}$$

$$\left.\begin{aligned} r_{11}^{(i)}&=-(1-\mu)\left(\frac{\partial F_{20}}{\partial \ddot r}\right)_i-\mu\left(\frac{\partial F_{21}}{\partial \ddot\Delta}\right),\\ r_{12}^{(i)}&=r_{21}^{(i)}=r_{22}^{(i)}=0. \end{aligned}\right\} \tag{5.54''}$$

Наконец,

$$p^{(i)} = p_{22}^{(i)}. \tag{5.54'''}$$

Значок «i» во всех этих формулах указывает, что всюду вместо $\bar{\rho}$ и $\bar{\Delta}$ нужно поставить $\bar{\rho}_i$ и $\bar{\Delta}_i$, соответствующие точке (L_i).

Уравнения в вариациях для точки (L_i) $(i = 1, 2, 3)$ напишутся теперь следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}^{(i)}x + q_{11}^{(i)}x' + r_{11}^{(i)}x'', \\ y'' + 2x' &= p_{22}^{(i)}y, \\ z'' + z &= p_{22}^{(i)}z. \end{aligned}\right\} \tag{5.55}$$

3. В некоторых случаях, которые полезно отметить, выражения для коэффициентов уравнений в вариациях несколько упрощаются.

Пусть, например, все действующие силы подчиняются одному и тому же закону, т. е.

$$F_{01} = F_{10} = F_{20} = F_{21} = F.$$

Тогда в формулах (5.50)

$$F = F(v, r_1, \dot{r}_1, \ddot{r}_1), \qquad \Phi = (1 - 2\mu)\, F(v, r_1, \dot{r}_1, \ddot{r}_1),$$
$$F^* = F^*(v, r_1, \dot{r}_1, \ddot{r}_1), \quad \Phi^* = (1 - 2\mu)\, F^*(v, r_1, \dot{r}_1, \ddot{r}_1),$$
$$F^* = \frac{\partial F}{\partial r_1} \cdot r_1 + \frac{\partial F}{\partial \dot{r}_1}\dot{r}_2 + \frac{\partial F}{\partial \ddot{r}_1}\ddot{r}_1,$$

а в формулах (5.53)

$$F_{20} = F(v, r, \dot{r}, \ddot{r}), \quad F_{21} = F(v, \Delta, \dot{\Delta}, \ddot{\Delta}).$$

Вернемся к общему случаю, но допустим, что функции F_{ij} не содержат вторых производных от соответствующих расстояний. Тогда, как видно из (5.51″), коэффициенты r_{11}, r_{12}, r_{21}, r_{22} в уравнениях (5.52) все равны нулю и система (5.52) примет вид

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}x + p_{12}y + q_{11}x' + q_{12}y', \\ y'' + 2x' &= p_{12}x + 3p_{11}y + q_{12}x' + 3q_{11}y', \\ z'' + z &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{5.52'}$$

а система (5.54) в этом случае имеет вид

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}^{(i)}x + q_{11}^{(i)}x', \\ y'' + 2x' &= p_{22}^{(i)}y, \\ z'' + z &= p_{22}^{(i)}z. \end{aligned}\right\} \tag{5.55'}$$

Если функции F_{ij} не содержат также первых производных, то все коэффициенты при x' и y' в (5.52′) и (5.55′) также равны нулю и уравнения (5.52′) и (5.55′) еще более упростятся и напишутся соответственно следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}x + p_{12}y, \\ y'' + 2x' &= p_{12}x + 3p_{11}y, \\ z'' + z &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{5.52''}$$

$$\left.\begin{aligned} x'' - 2y' &= p_{11}^{(i)}x, \\ y'' + 2x' &= p_{22}^{(i)}y, \\ z'' + z &= p_{22}^{(i)}z. \end{aligned}\right\} \tag{5.55''}$$

Пусть все законы сил одинаковы и притом не зависят явно от независимой переменной. Уравнения (5.52″) и (5.55″) сохраняют свой вид, а их коэффициенты имеют в этом случае следующие значения:

$$\left.\begin{aligned} p_{11} &= \frac{1}{4}\cdot\frac{r_1^3}{c^2}\left[F(r_1) - r_1\frac{dF(r_1)}{dr_1}\right], \\ p_{12} &= \pm\frac{\sqrt{3}}{4}\frac{r_1^3}{c^2}(1-2\mu)\left[F(r_1) - r_1\frac{dF(r_1)}{dr_1}\right], \\ p_{22} &= 3p_{11}, \\ p_{11}^{(i)} &= \frac{r_1^3}{c^2}\left[F(r_1) - (1-\mu)r_1\frac{dF(r_i)}{dr_i} - \mu r_1\frac{dF(\Delta_i)}{d\Delta_i}\right], \\ p_{22}^{(i)} &= \frac{r_1^3}{c^2}\left[F(r_1) - \frac{1-\mu}{\bar{\rho}_i}F(r_i) - \frac{\mu}{\bar{\Delta}_i}F(\Delta_i)\right]. \end{aligned}\right\} \tag{5.56}$$

В частности, для случая степенного закона (5.37) из (5.56) находим

$$\left.\begin{aligned} &p_{11} = -\frac{fk}{4c^2}r_1^{k+4}, \quad -p_{12} = \pm\frac{fk(1-2\mu)\sqrt{3}}{4c^2}r_1^{k+4}, \quad p_{22} = 3p_{11}, \\ &p_{11}^{(i)} = \frac{fr_1^{k+4}}{c^2}\{1-(k+1)[(1-\mu)\bar{\rho}_i^k + \mu\bar{\Delta}_i^k]\}, \\ &p_{22}^{(i)} = \frac{fr_1^{k+4}}{c^2}\{1-[(1-\mu)\bar{\rho}_i^k + \mu\bar{\Delta}_i^k]\}. \end{aligned}\right\} \tag{5.56'}$$

Для закона Ньютона $k = -3$,

$$r_1 = \frac{p}{1+e\cos v} = p\bar{r}_1, \quad p = \frac{c^2}{f(m_0+m_1)} = \frac{c^2}{f},$$

так как сумма масс двух активных точек взята за единицу. Поэтому формулы (5.56′) дают для этого случая

$$\left.\begin{aligned} &p_{11}=\frac{3}{4}\bar{r}_1, \quad p_{12}=\pm\frac{3\sqrt{3}}{4}(1-2\mu)\bar{r}_1, \quad p_{22}=\frac{9}{4}\bar{r}_1, \\ &p_{11}^{(i)}=\bar{r}_1(1+2A_i), \quad p_{22}^{(i)}=\bar{r}_1(1-A_i), \end{aligned}\right\} \tag{5.56′}$$

$$\left.\begin{aligned} &\bar{r}_1=(1+e\cos v)^{-1}, \\ &A_i=\frac{1-\mu}{\bar{\rho}_i^3}+\frac{\mu}{\bar{\Delta}_i^3}>0. \end{aligned}\right\} \tag{5.56″}$$

Уравнения в вариациях для ньютоновской ограниченной задачи имеют, следовательно, следующий вид:
для (L_i) $(i=1, 2, 3)$

$$\left.\begin{aligned} x''-2y'&=\bar{r}_1(1+2A_i)x, \\ y''+2x'&=\bar{r}_1(1-A_i)y, \\ z''+z&=\bar{r}_1(1-A_i)z \end{aligned}\right\} \tag{5.57}$$

и для (L_i) $(i=4, 5)$

$$\left.\begin{aligned} x''-2y'&=\bar{r}\left[\frac{3}{4}x+B_iy\right], \\ y''+2x'&=\bar{r}\left[B_ix+\frac{9}{4}y\right], \\ z''+z&=0, \end{aligned}\right\} \tag{5.58}$$

где

$$B_i=(-1)^i\frac{3\sqrt{3}}{4}(1-2\mu). \tag{5.58′}$$

Для ньютоновской круговой ограниченной задачи

$$e=0, \quad \bar{r}_1=1,$$

и уравнения (5.57) и (5.58) являются линейными уравнениями с постоянными коэффициентами.

Точно так же при любом законе сил, зависящем только от расстояния, в случае круговой ограниченной задачи уравнения в вариациях также обладают постоянными коэффициентами.

В заключение этого параграфа рассмотрим случай, когда все действующие силы определяются законом Вебера с общими для всех законов постоянными значениями величин f и σ. Тогда уравнения движения точки M_1 допускают, как мы видели выше, решение $r_1=a=\text{const}$ и $\dot{v}=n=\text{const}$, т. е. для точки M_2 мы имеем круговую ограниченную задачу.

Легко видеть, что в рассматриваемом случае условия (5.35′) выполняются (как и в каждом случае, когда в системе царствует один общий закон) и, следовательно, в задаче

существуют треугольные лагранжевы решения, в которых точка M_2 является вершиной равностороннего треугольника.

Нетрудно также проверить, что в этой задаче существуют также три эйлеровых решения, соответствующие точкам либрации (L_i) $(i = 1, 2, 3)$, положения которых определяются теми же самыми уравнениями Эйлера (E_1), (E_2), (E_3) раздела 4 § 3.

Используя теперь общие формулы (5.51) и (5.54), без труда получим следующие значения для коэффициентов уравнений (5.52) для $i = 1, 2, 3$:

$$p_{11}^{(i)} = 1 + 2A_i, \quad p_{12}^{(i)} = 0, \quad p_{22}^{(i)} = 1 - A_i,$$
$$q_{11}^{(i)} = 0, \quad q_{12}^{(i)} = 0, \quad q_{22}^{(i)} = 0,$$
$$r_{11}^{(i)} = -\frac{2(1-\mu)}{\bar{\rho}_i \cdot \sigma^2}, \quad r_{12}^{(i)} = 0, \quad r_{22}^{(i)} = 0,$$
$$p^{(i)} = 1 - A_i,$$

причем A_i определяется той же формулой, что и в (5.56″). Полагая еще для краткости

$$C_i = \frac{2(1-\mu)}{\bar{\rho}_i \cdot \sigma^2} > 0,$$

мы получим уравнения в вариациях для эйлеровых точек в виде

$$\left.\begin{aligned} &x'' - 2y' = (1 + 2A_i)x - C_i x'', \\ &y'' + 2x' = (1 - A_i)y, \\ &z'' + A_i z = 0. \end{aligned}\right\} \tag{5.59}$$

Для лагранжевых точек (L_i) $(i = 4, 5)$ имеем следующие значения для коэффициентов:

$$p_{11} = \frac{3}{4}, \quad p_{12} = (-1)^i \frac{3\sqrt{3}}{4}(1 - 2\mu), \quad p_{22} = \frac{9}{4},$$
$$q_{11} = q_{12} = q_{22} = 0,$$
$$r_{11} = -\frac{1}{2}\varkappa, \quad r_{12} = (-1)^{i-1}\frac{\sqrt{3}}{2}\varkappa, \quad r_{22} = -\frac{3}{2}\varkappa,$$

где положено $\varkappa = \frac{1-\mu}{\sigma^2}$ и $\varkappa_i = (-1)^{i-1} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2}\varkappa$. Тогда уравнения в вариациях для лагранжевых точек имеют вид

$$\left.\begin{aligned} &x'' - 2y' = \frac{3}{4}x + B_i y - \frac{1}{2}\varkappa \cdot x'' + \varkappa_i y'', \\ &y'' + 2x' = B_i x + \frac{9}{4}y + \varkappa_i \cdot x'' - \frac{3}{2}\varkappa \cdot y'', \\ &z'' + z = 0. \end{aligned}\right\} \tag{5.60}$$