

Ф. Б. БАИМБЕТОВ, А. М. ЖУКЕШОВ, А. У. АМРЕНОВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНЫХ ЗОНДОВЫХ МЕТОДИК

Экспериментально определены электронная температура и концентрация импульсной плазмы, формируемой в импульсном плазменном ускорителе. Исследованы особенности формирования и ускорения токовых слоев в межэлектродном пространстве.

В настоящее время плазменные ускорители широко используются в качестве лабораторных источников плазмы, а также для обработки поверхности материалов. Поэтому для многих приложений необходимо определять параметры плазменного потока – температуру и концентрацию частиц, а также их скорость.

Работа импульсного плазменного ускорителя существенно зависит как от геометрии его электродной системы, так и от режима его работы. Наиболее совершенными в плане конструкции являются ускорители с конической геометрией электродов, однако наибольшее распространены системы с коаксиальной геометрией ввиду простоты реализации. Различают два режима напуска плазмообразующего газа: импульсный и сплошной. В последнем случае рабочий газ наполняет все пространство рабочей камеры ус-

корителя. Каждый режим имеет свои преимущества, которые можно использовать в тех или иных приложениях.

Экспериментальная часть

В работе [1] изучены энергетические характеристики импульсного плазменного ускорителя в импульсном режиме. В данной работе с использованием зондовых методик исследована работа этого ускорителя в сплошном режиме. Принципиальная схема импульсного плазменного ускорителя (ИПУ) приведена на рис. 1.

Принцип действия установки основан на ускорении плазменного сгустка, сформированного в межэлектродном пространстве при электрическом разряде, собственным магнитным полем. Для этого к электродам прикладывается высокое напряжение, а в рабочей камере создается

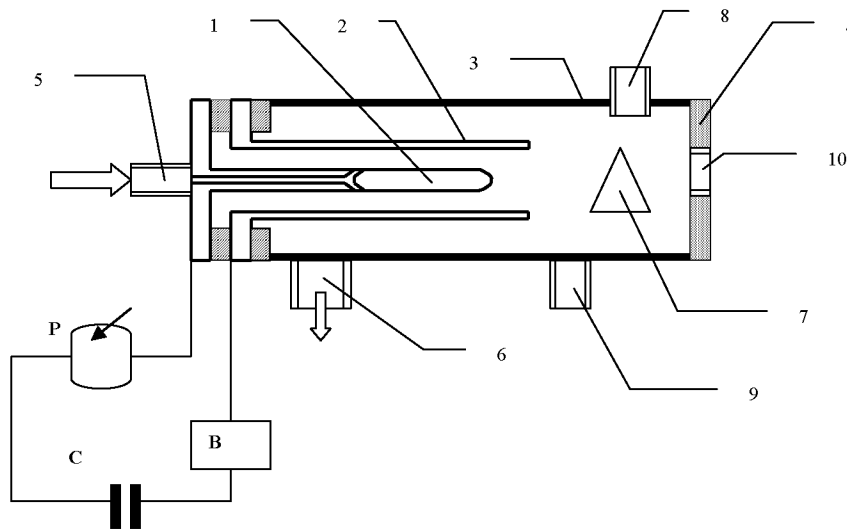


Рис. 1. Блок-схема коаксиального плазменного ускорителя: 1, 2 – коаксиальные электроды; 3 – стальной корпус рабочей камеры; 4 – съемная крышка для загрузки образцов; 5 – электродинамический клапан для подачи рабочего вещества; 6 – патрубок для системы откачки; 7 – механический держатель образцов; 8 – электрический ввод/вывод; 9 – вакуумный ввод; 10 – оптически прозрачное окно; P – вакуумный разрядник; C – батарея высоковольтных конденсаторов; В – источник высокого напряжения

вакуум, достаточный для развития разряда. Основные элементы ускорителя – рабочая камера с двумя коаксиальными электродами и накопительные конденсаторы. Задача управления установкой состоит в выполнении условия Пашена для газа, при котором происходит почти 100%-ная ионизация рабочего вещества. При импульсном напуске рабочего газа необходимо согласовать время попадания газа в межэлектродное пространство со временем подачи напряжения. Для этого применяется специальный генератор импульсов. При режиме со сплошным наполнением в камеру предварительно напускается газ до давления, при котором возможен его пробой, и исследуется зависимость тока разряда от давления.

Вначале отработаны режимы работы ускорителя при различных давлениях напуска. Испытания показали, что работа ускорителя в сплошном режиме возможна в достаточно широком диапазоне рабочих давлений ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-2} торр). При этом максимальная плотность энергии, а значит и эффективное ускорение плазменного потока, достигается при давлении порядка 0,1 торр и составляет 45 Дж/см² при напряжении зарядки батареи конденсаторов 25 кВ.

Методы исследования и результаты

Использование электрического зонда. Вначале приводятся результаты исследований структуры токовых слоев, образующихся в коаксиальном плазменном ускорителе. Цель этих исследований состояла в получении одномерной модели тонкого токового слоя, разделяющего «толкающее» магнитное поле и плазму, на которую оно действует. Такие исследования актуальны для определения динамики формирования плазменного сгустка в коаксиальном ускорителе.

Изготовленный магнитный зонд представлял собой 15 витков провода диаметром 0,13 мм, намотанного на каркасе диаметром 1,5 мм. Катушка укреплялась на конце плотно перевитого провода, который помещался в кварцевую трубку диаметром 4 мм и длиной 60 см. Зонд крепился на специальном держателе. К измерительному осциллографу сигнал подавался по коаксиальному кабелю 50 Ом. Эквивалентная площадь катушки nS равна 0,26 см², а индуктивность L составляет 1,0 мкГн. При этом постоянная времени L/R_0 порядка 2 нс, т.е. является очень ко-

роткой для рассматриваемого эксперимента. Так как время, в течение которого рассматривались изменения магнитного поля, было порядка 10 мкс, то использовалась пассивная интегрирующая цепочка с $RC = 50$ Ом $1,5$ мкФ = 75 мкс. Отсюда чувствительность зонда

$$\frac{V}{B} = \frac{nS}{RC} = 34 \text{ мкВ/Гс.} \quad (1)$$

Такая чувствительность обеспечила прямое подключение к осциллографу без использования дополнительных усилителей при невысоком, но приемлемом отношении сигнал/шум. С помощью данного зонда получены осциллограммы $B_y(t)$ для различных положений зонда. Результаты показали хорошую воспроизводимость сигнала от разряда к разряду. Типичные осциллограммы представлены на рис. 2. Из их анализа следует, что магнитное поле движется вперед, вдоль аксиального направления, и что слой тока, протекающего в радиальном направлении, имеет переменную толщину порядка нескольких сантиметров, а скорость фронта по мере движения

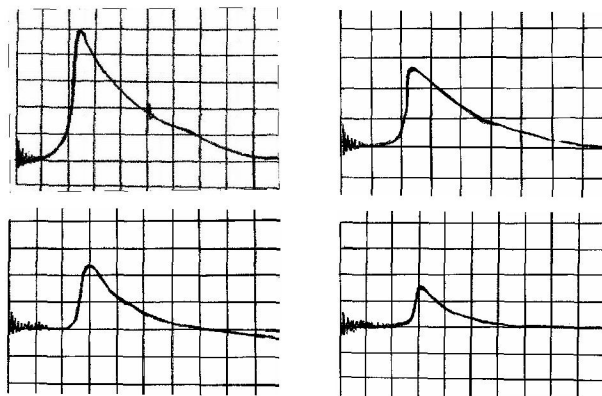


Рис. 2. Осциллограммы измерений магнитного поля

вдоль аксиального направления падает от 100 до 20 км/с.

Для двух различных моментов времени разряда построены кривые $B_z(z)$ (рис. 3). Из анализа кривых следует, что амплитуда поля за токовым слоем спадает монотонно, что характерно для равномерного распределения давления по пути движения сгустка. Это может свидетельствовать об эффективном сгребании плазмы токовым слоем, т.е. в данном случае работает модель снегочистителя.

Установлено также, что на определенном расстоянии от торца пушки сигнал от зонда меняет полярность, при этом амплитуда сигнала возрас-

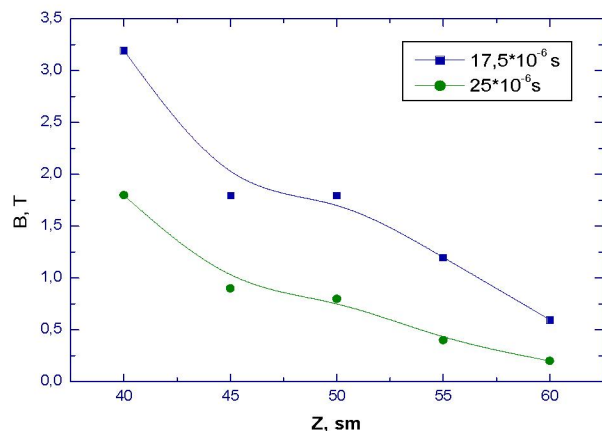


Рис. 3. Кривые $V(z)$ для двух различных моментов времени разряда

тает примерно вдвое. Это может быть связано с формированием второго токового слоя, так как при этом направление тока будет обратным. Возрастание амплитуды сигнала, скорее всего, связано со снижением давления после прохождения первого сгустка. Действительно, полярность сигнала меняется на расстоянии 30 см от изолятора, тогда время прихода сгустка в это положение будет равно нескольким микросекундам, что примерно равно полупериоду разрядного тока.

Другие зонды с большой площадью (диаметр 0,5 см) были изготовлены для анализа отклонения плазмы от аксиального направления за срезом электродов. Было изготовлено кольцо, в котором по диаметру располагались четыре одинаковых откалиброванных зонда и использовались два двухканальных осциллографа, чтобы проследить отклонение плазменного потока от оси системы.

Анализ нескольких осциллограмм показал, что внутри внешнего электрода и на расстоянии менее 5–10 см от среза внешнего электрода формы сигналов от зондов фактически не отличаются, что указывает на отсутствие каких либо значительных отклонений плазмы от равновесия. Амплитуда сигнала за срезом электродов резко падает, и на расстоянии более 10 см его уже не отличить от шума. Это обусловлено малой плотностью плазмы.

Для исследования распределения токов внутри рабочей камеры ускорителя использовались магнитные датчики в виде поясов Роговского, охватывающих плазменный поток, проходящий через его сечение. Пояса устанавливались на фиксированном расстоянии 30 см друг от друга, и эта система могла перемещаться вдоль лай-

нера ускорителя. Таким образом, получены осциллограммы тока, из которых можно определить концентрацию компонентов плазмы, если уже известна их скорость. Скорость плазменного потока была определена в работе [2], и на основании этого для концентрации были получены значения $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Использование электрического зонда. При исследовании плазменных ускорителей зондовым методом необходимо измерять параметры частиц (температуру, концентрацию) в импульсном плазменном потоке. Трудности реализации данного метода могут быть связаны со значительным разбросом данных, так как известно, что плазменный поток, генерируемый ускорителем, может быть неоднородным. Другой прогнозируемой трудностью может быть расплавление зонда после нескольких измерений, поскольку плотность энергии более 40 Дж/см² является критической для поверхности некоторых металлов [3]. В случае быстро движущихся плазменных потоков задачи их диагностики становятся еще более сложными, так как в число определяемых параметров добавляется направленная скорость частиц плазмы. Несмотря на это, параметры такой плазмы можно измерять, используя существующую теорию зондовой диагностики. Рассмотрим подробнее использование этой теории для экспериментального определения электронной температуры и концентрации.

Как известно [4, 5], для диагностики параметров плазмы могут быть, в частности, использованы одинарные и двойные зонды цилиндрической формы. Эти зонды помещаются непосредственно в область плазмы, в которой необходимо измерить концентрацию и температуру. При этом предполагается, что распределение электронов и ионов по энергиям является максвелловским. В проведенных исследованиях ВАХ зонда определялась следующим образом. Проводились измерения силы тока, относящиеся к одной и той же фазе разряда, при различных потенциалах на зонде. С помощью осциллографа определялось сила тока через зонд в определенные моменты времени. После этого строилась серия вольт-амперных характеристик для данного момента времени и определялись температура и концентрация заряженных частиц.

Зонд представляет собой цилиндрический электрод из стали длиной 19 мм и диаметром 1,8 мм.

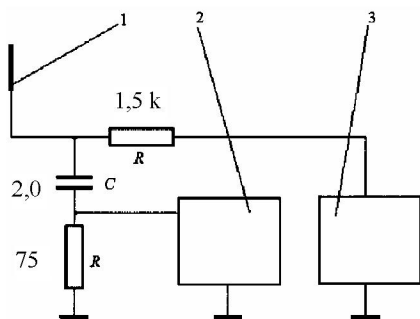
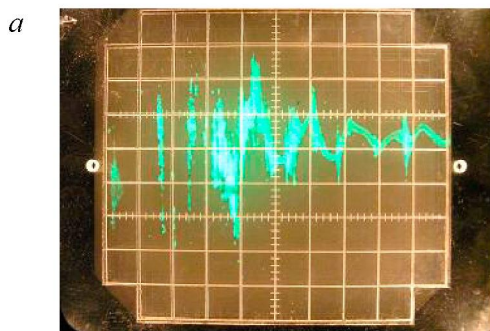
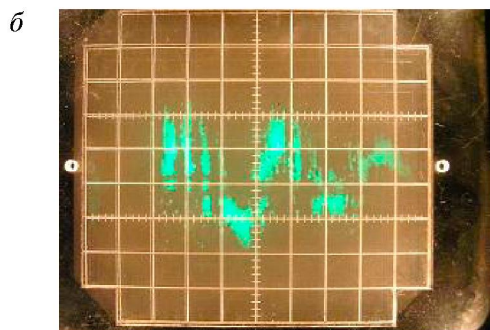


Рис. 4. Принципиальная схема измерений параметров плазмы с помощью одиночного ленгмюровского зонда: 1 – одиночный ленгмюровский зонд; 2 – осциллограф; 3 – блок питания цепи зондовых измерений



V/дел = 0,01. U_{зонд} = + 50В, t = 10 мкс



V/дел = 0,02. U_{зонд} = -50 В, t = 10 мкс

Рис. 5. Типичные осциллограммы зондовых сигналов, измеренных с помощью одиночного ленгмюровского зонда

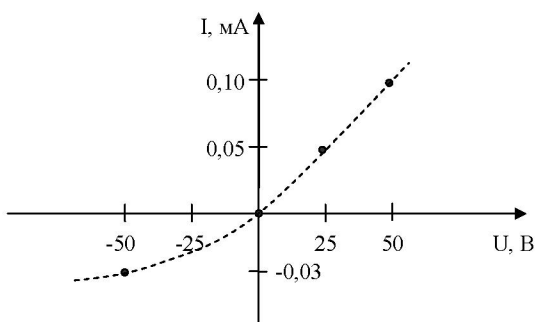


Рис. 6. Вольтамперная характеристика одиночного ленгмюровского зонда

Изменяя разность потенциалов между зондом и заземленным внешним корпусом ИПУ (рис. 4) и, определяя ток зонда, мы получили следующие осциллограммы (рис. 5 а, б).

Из осциллограмм можно получить вольт-амперную характеристику (рис. 6), откуда, используя соотношение

$$\frac{dV}{d \ln I} = \frac{kT_e}{e} = T_e, \quad (2)$$

можно вычислить температуру электронов. По данным рис. 5 для электронной температуры было получено значение $8,3 \pm 0,5$ эВ. Используя найденное значение тока насыщения, нетрудно рассчитать концентрацию заряженных частиц

$$n_e = \frac{I_{нас i}}{0,52 \cdot S \cdot e \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}}, \quad (3)$$

где $I_{нас}$ – ионный ток насыщения; S – площадь зонда; e – заряд электрона; T_e – электронная температура; M – масса ионов плазмообразующего газа.

В заключение следует отметить, что работа ИПУ в сплошном режиме заполнения существенно не отличается от импульсного режима. Однако в последнем случае возможна плавная регулировка параметров плазмы в более широком диапазоне, так как на энергию потока влияет, как давление рабочего газа, так и прикладываемое напряжение. Исследования показали, что достаточно четко поддерживается симметрия плазменного сгустка, что приводит к формированию плазменного фокуса.

Разработанные зондовые методики можно с успехом использовать для различных типов ускорителей импульсной плазмы, так как она не зависит от геометрии системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ibraev B.M.* Peculiarities of the generation of a plasmoid in a pulsed coaxial accelerator // J. of Engineering Thermophysics. V. 12, N 2. P. 183-190.
2. *Баумбетов Ф.Б., Ибраев Б.М., Жукешов А.М., Амренова А.У.* Расчет и экспериментальное определение скорости плазменного сгустка в коаксиальном ускорителе // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2004. №2. С. 93-97.
3. *Chebotaev V.V., Garkusha I.E., Langner J.* e.a. Surface Structure Changes by Pulsed Plasma processing // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 1999. N 3(3), 4(4). P. 273-275.
4. *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. М.: Энер-

гоатомиздат, 1971. 291 с.

5. Хаддлстоун Р., Леонардо С. Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967. 502 с.

Резюме

Импульсті плазмалық әдеткіште қалыптасатын, импульсті плазманың концентрациясы және электронды температурасы экспериментальды анықталған. Импульсті плазмалық үдеткіштің электродаралық кеңістіктегі ток қабатта-

рының әдеуі мен қалыптасу ерекшеліктері зерттелген.

Summary

The paper describes experimental determination of electron temperature and concentration of impulse plasma formed in a pulsed plasma accelerator. Peculiarities of creation and acceleration of current layers in the inter-electrode space of a pulsed plasma accelerator are described.

КазНУ им. аль-Фараби,
НИИЭТФ, г. Алматы

Поступила 3.03.06г.

УДК 52.1

А. А. БЕКОВ

ОБ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ ЗАДАЧИ ГИЛЬДЕНА–МЕЩЕРСКОГО

(Представлена академиком НИИ РК А. М. Ворониным)

Найден случай интегрируемости задачи, обобщающий первый закон Мещерского изменения массы тел.

Задача двух тел переменной массы в постановке Гильдена–Мещерского моделирует изотропное изменение массы гравитирующих тел. Она отличается от известной кеплеровской задачи лишь переменностью масс гравитирующих тел со временем [1, 2]. В работе [2] получены точные решения задачи Гильдена–Мещерского методом h-параметризации, состоящим в замене времени t в уравнениях движения новой переменной h-квазиинтегралом энергии, играющим в дальнейшем роль параметра. Этим методом ранее Гельфгат [3] получил новые случаи интегрируемости задачи.

Обратный метод h-параметризации, определяемый уравнениями движения задачи и совокупностью задаваемых соотношений

$$\frac{1}{r} = -\mu(t) \frac{1}{r^3}, \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{2}{r} \frac{d\mu}{dt}, \quad \frac{d\mu}{dh} = \alpha \mu^p, \quad (1)$$

где α, p – произвольные постоянные ($p \neq 0$), дает точные решения задачи Гильдена–Мещерского для следующей дифференциальной формы законов изменения массы $\underline{m}(t)$ [2]:

$$\mu \ddot{\mu}^2 = A_1 \mu^{2(1-p)} + A_2 \mu^{3(1-p)} + A_3 \mu^{2(1-2p)}, \quad p \neq 1, \quad (2)$$

$$\mu \ddot{\mu}^2 = \frac{1}{4\alpha^3} (\ln \mu - \ln \mu_0 + \alpha h_0 - 1) - \frac{C^2}{16\alpha^4 \mu^2}, \quad p = 1, \quad (3)$$

где A_1, A_2, A_3 – постоянные:

$$A_1 = \frac{\alpha(1-p)h_0 - \mu_0^{1-p}}{4\alpha^3 p^2(1-p)},$$

$$A_2 = \frac{1}{4\alpha^3 p(1-p)},$$

$$A_3 = -\frac{C^2}{16\alpha^4 p^2}; \quad (4)$$

m_0, h_0 – начальные значения массы m и квазиинтеграла энергии h; C – постоянная интеграла площадей.

Полагая в (2) значение показателя $p = 1/3$, получаем

$$\mu \ddot{\mu}^2 = \frac{9}{16\alpha^4} \mu^{\frac{2}{3}} \left[2\alpha \mu^{\frac{4}{3}} + 4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \mu^{\frac{2}{3}} - C^2 \right]. \quad (5)$$

При условиях

$$\alpha < 0, \quad \left[4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \right]^2 > -8\alpha C^2 \quad (6)$$

интегрирование (5) дает [2]

$$\mu^{\frac{2}{3}} = A + B \sin(at + b), \quad (7)$$

где постоянные A, B, a и b определяются из со-

гоатомиздат, 1971. 291 с.

5. Хаддлстоун Р., Леонардо С. Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967. 502 с.

Резюме

Импульсті плазмалық әдеткіште қалыптасатын, импульсті плазманың концентрациясы және электронды температурасы экспериментальды анықталған. Импульсті плазмалық үдеткіштің электродаралық кеңістіктегі ток қабатта-

рының әдеуі мен қалыптасу ерекшеліктері зерттелген.

Summary

The paper describes experimental determination of electron temperature and concentration of impulse plasma formed in a pulsed plasma accelerator. Peculiarities of creation and acceleration of current layers in the inter-electrode space of a pulsed plasma accelerator are described.

КазНУ им. аль-Фараби,
НИИЭТФ, г. Алматы

Поступила 3.03.06г.

УДК 52.1

А. А. БЕКОВ

ОБ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ ЗАДАЧИ ГИЛЬДЕНА–МЕЩЕРСКОГО

(Представлена академиком НИИ РК А. М. Ворониным)

Найден случай интегрируемости задачи, обобщающий первый закон Мещерского изменения массы тел.

Задача двух тел переменной массы в постановке Гильдена–Мещерского моделирует изотропное изменение массы гравитирующих тел. Она отличается от известной кеплеровской задачи лишь переменностью масс гравитирующих тел со временем [1, 2]. В работе [2] получены точные решения задачи Гильдена–Мещерского методом h-параметризации, состоящим в замене времени t в уравнениях движения новой переменной h-квазиинтегралом энергии, играющим в дальнейшем роль параметра. Этим методом ранее Гельфгат [3] получил новые случаи интегрируемости задачи.

Обратный метод h-параметризации, определяемый уравнениями движения задачи и совокупностью задаваемых соотношений

$$\frac{1}{r} = -\mu(t) \frac{1}{r^3}, \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{2}{r} \frac{d\mu}{dt}, \quad \frac{d\mu}{dh} = \alpha \mu^p, \quad (1)$$

где α, p – произвольные постоянные ($p \neq 0$), дает точные решения задачи Гильдена–Мещерского для следующей дифференциальной формы законов изменения массы $\underline{m}(t)$ [2]:

$$\mu \dot{\mu}^2 = A_1 \mu^{2(1-p)} + A_2 \mu^{3(1-p)} + A_3 \mu^{2(1-2p)}, \quad p \neq 1, \quad (2)$$

$$\mu \dot{\mu}^2 = \frac{1}{4\alpha^3} (\ln \mu - \ln \mu_0 + \alpha h_0 - 1) - \frac{C^2}{16\alpha^4 \mu^2}, \quad p = 1, \quad (3)$$

где A_1, A_2, A_3 – постоянные:

$$A_1 = \frac{\alpha(1-p)h_0 - \mu_0^{1-p}}{4\alpha^3 p^2(1-p)},$$

$$A_2 = \frac{1}{4\alpha^3 p(1-p)},$$

$$A_3 = -\frac{C^2}{16\alpha^4 p^2}; \quad (4)$$

m_0, h_0 – начальные значения массы m и квазиинтеграла энергии h; C – постоянная интеграла площадей.

Полагая в (2) значение показателя $p = 1/3$, получаем

$$\mu \dot{\mu}^2 = \frac{9}{16\alpha^4} \mu^{\frac{2}{3}} \left[2\alpha \mu^{\frac{4}{3}} + 4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \mu^{\frac{2}{3}} - C^2 \right]. \quad (5)$$

При условиях

$$\alpha < 0, \quad \left[4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \right]^2 > -8\alpha C^2 \quad (6)$$

интегрирование (5) дает [2]

$$\mu^{\frac{2}{3}} = A + B \sin(at + b), \quad (7)$$

где постоянные A, B, a и b определяются из со-

отношений

$$A = -\alpha \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right),$$

$$B = - \frac{\left\{ \left[4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \right]^2 + 8\alpha C^2 \right\}^{\frac{1}{2}}}{4\alpha}, \quad (8)$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{-2\alpha^3}},$$

$$b = - \frac{1}{\sqrt{-2\alpha^3}} \beta,$$

$$\beta = t_0 + \sqrt{-2\alpha^3} \arcsin \times$$

$$\times \frac{2\alpha \left(2\alpha h_0 - \mu_0^{\frac{2}{3}} \right)}{\left\{ \left[4\alpha^2 \left(h_0 - \frac{3}{2\alpha} \mu_0^{\frac{2}{3}} \right) \right]^2 + 8\alpha C^2 \right\}^{\frac{1}{2}}},$$

где t_0 – начальный момент времени t .

Таким образом, найден периодический закон (7) для $m(t)$, при выполнении которого задача (1.1) имеет точные решения. Для этого случая определены орбита, ее элементы, приведены качественные особенности движения и дана оценка времени распада и захвата в системе [4]. Вместе с тем в работе [5] предложен метод полуавтономизации уравнений движения для исследования задачи Гильдена–Мещерского и построения семейства промежуточного движения – аperiодического движения по квазиконическому сечению с переменным параметром. Пользуясь идеями метода h -параметризации и метода полуавтономизации, с помощью обобщения известного преобразования Мещерского [6] замены переменных

$$\begin{aligned} \dot{r} &= v(t, \varphi) \dot{\rho}, \\ d\tau &= u(t, \varphi) dt, \end{aligned} \quad (9)$$

где v, u – искомые функции времени t и полярного угла j , приводим уравнения движения задачи

Гильдена–Мещерского к интегрируемому случаю при функциях v, u вида

$$v = \frac{\delta t + \gamma}{\alpha\varphi + \beta}, \quad u = \frac{\alpha\varphi + \beta}{(\delta t + \gamma)^2},$$

(10)

где a, b, g, d – произвольные постоянные. Решением задачи в этом случае является эволюционирующая орбита

$$r = \frac{\tilde{p}}{1 + e \cos \varphi}, \quad (11)$$

совпадающая по виду с кеплеровской, но с переменным параметром \tilde{p} и эксцентриситетом e :

$$\tilde{p} = \frac{C^2}{\mu}, \quad \mu = \frac{\alpha\varphi + \beta}{\delta t + \gamma}, \quad e = \frac{k}{\alpha\varphi + \beta}, \quad (12)$$

где k – произвольная постоянная. Решение (12) обобщает случай интегрируемости задачи для первого закона Мещерского [6] изменения массы тел: закон изменения массы (12) включает в себя первый закон Мещерского изменения масс тел, и эксцентриситет e орбиты является переменной величиной, функцией полярного угла. Частными случаями решения (12) являются адиабатические инварианты

$$\begin{aligned} \tilde{p}\mu &= C^2, \quad \mu e = \text{const}, \\ \frac{\tilde{p}_0}{e} &= \text{const}. \end{aligned} \quad (13)$$

Адиабатически-инвариантные решения задачи, включающие инварианты (13), получены ранее в работе [7], где найденные параметрические решения задачи Гильдена–Мещерского представляются через специальные функции небесной механики – функции Бесселя и родственные им функции Ангера, Вебера, Ломмеля, а также через ряды по параметру, являющемуся функцией угловой характеристики движения – полярного угла j траектории. Второй инвариант вида (13) указан также в работе [8], причем выведен Л. Чиара, В. В. Радзиевским и Л. Н. Сурковой разными путями [8]. Таким образом, полученное решение качественно отличается от известного решения Мещерского в виде эволюционирующей орбиты с переменными параметром и эксцентриситетом орбиты, что позволит выявить новые свойства движения в задаче двух и многих тел

переменной массы.

Работа выполнена в рамках проекта №1-4-1.10-5(15) по Государственному заказу.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Беков А.А.* Интегрируемые случаи и траектории движения в задаче Гильдена–Мещерского // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 135-151.

2. *Беков А.А.* Задача Гильдена–Мещерского. I. Точные решения: Препринт №90-06. Астрофиз. ин-т им. В. Г. Фесенкова АН КазССР, 1990. 43 с.

3. *Гельфгат Б.Е.* Два случая интегрируемости задачи двух тел переменной массы и их применение к изучению движения в сопротивляющейся среде // Бюл. ИТА АН СССР. 1959. Т. 7, № 5. С. 354-362.

4. *Беков А.А.* О периодических решениях задачи Гильдена–Мещерского // Астрон. журн. 1993. Т. 70, вып. 6. С. 1289-1295.

5. *Беков А.А.* О промежуточном движении и системах

оскулирующих элементов в задаче Гильдена–Мещерского // Проблемы физики звезд и внегалактической астрономии. Алматы, 1993. С. 115-134.

6. *Мещерский И.В.* Работы по механике тел переменной массы. М.: ГИТТЛ, 1949, 276 с.

7. *Беков А.А.* Задача Гильдена–Мещерского. III. Параметрические решения // Препринт № 90-02. Астрофиз. ин-т им. В. Г. Фесенкова. 1990, 24 с.

8. *Радзиевский В.В., Суркова Л.П.* Об эволюции элементов орбит в тесных двойных системах // Астрон. журн. 1973. Т. 50, вып. 6. С. 1200-1200.

Резюме

Гильден–Мещерский есептін интегралдану жағдай бірінші Мещерский заңдың қорыту табылды.

Summary

The new integrable case, that generalized the first Mestschersky's law of mass variation, is obtained.

*Астрофизический институт
им. В. Г. Фесенкова МОН РК,
г. Алматы*

Поступила 25.05.05г.