УДК 37:372.8

В.В. Архипов, А.С. Кудусов, П.А. Кисабекова

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова
(E-mail: midav_73@mail.ru)

Кейс по теоретической механике на тему «Законы сохранения»

Представленная работа посвящена внедрению кейсовой технологии в образовательный процесс при изучении дисциплины «Теоретическая механика». Проведен анализ содержания понятия «кейс-технология» в приложении к дисциплинам теоретического цикла. В качестве конкретного примера представлен кейс на тему «Законы сохранения». Теорема Нётер рассмотрена как единый базис для вывода законов сохранения исходя из имеющихся симметрий системы. Сформулирован ряд заданий для развития и закрепления навыков студентов в плане самостоятельного формулирования задач и выбора методов их решения.

Ключевые слова: кейсовая образовательная технология, кейс-метод, теоретическая механика, законы сохранения, теорема Нётер.

Введение

Кейс, представляющий собой описание конкретной реальной ситуации и подготовленный по определенному формату, предназначен для обучения учащихся анализу разных видов информации, ее обобщению, навыкам формулирования проблемы и выработки возможных вариантов ее решения в соответствии с установленными критериями. Суть кейс-метода состоит в том, что усвоение знаний и формирование умений есть результат активной самостоятельной деятельности учащихся по разрешению противоречий, в результате чего и происходит творческое овладение профессиональными знаниями, навыками, умениями и развитие мыслительных способностей [1]. Преимуществом кейсов является возможность оптимально сочетать теорию и практику, что представляется достаточно важным при подготовке специалиста. Метод кейсов способствует развитию умения анализировать ситуации, оценивать альтернативы, выбирать оптимальный вариант и планировать его осуществление. И если в течение учебного цикла такой подход применяется многократно, то у обучающегося вырабатывается устойчивый навык решения практических задач [2].

В представленной работе мы предлагаем набросок кейса для изучения законов сохранения в рамках теоретической механики. В отличие от общепринятого подхода мы предлагаем рассмотрение законов сохранения импульса, энергии и момента импульса на единой основе теоремы Нётер, являющейся одной из фундаментальных теорем теоретической физики, устанавливающей связь между свойствами симметрии физической системы и законами сохранения [3].

Целью представленной работы является исследование возможности использования кейсовой образовательной технологии при изучении дисциплины «Теоретическая механика». Задачи работы: анализ содержания понятия «кейс-технология» в приложении к дисциплинам теоретического цикла; разработка методического материала по законам сохранения импульса, энергии и момента импульса на основе теоремы Нётер, для использования в рамках кейсовой технологии.

1 Теорема Нётер

В 1918 г. Эмми Нётер была доказана теорема, из которой следует, что если некоторая система инвариантна относительно некоторого глобального преобразования, то для нее существует определенная сохраняющаяся величина. Если группа содержит *n* параметров, то из инвариантности функционала будет следовать существование *n* законов сохранения. Теорема Нётер, доказанная ею во время участия в работе целой группы по проблемам общей теории относительности как бы побочно, стала важнейшим инструментом теоретической физики, утвердившей особую междисциплинарную роль принципов симметрии при построении физической теории. Можно сказать, что теоретико-инвариантный подход, развитый в математике, суть которого состоит в систематическом применении групп симметрии к изучению конкретных геометрических объектов, так называемый эрлангенский принцип, проник в физику и определил целесообразность формулирования физических теорий на языке лагранжианов. То есть в основу построения теории должен быть положен лагранжев подход, или лагранжев формализм.

Наличие входящих в требуемую теоремой Нётер группу преобразований симметрии зависит от природы физической системы. Для рассматриваемых замкнутых систем действие должно быть инвариантным относительно десятимерной параметрической группы преобразований: одного сдвига по времени, трех параметров пространственных сдвигов, трех параметров вращения пространства и трех параметров преобразований Галилея. В соответствии с этим у всякой замкнутой системы должны существовать 10 сохраняющихся величин, отвечающих указанным преобразованиям. Если система такова, что она допускает еще и другие преобразования симметрии, то сохраняющихся величин может оказаться больше [4].

Практическое значение теоремы Э. Нётер не ограничивается только тем, что она устанавливает связь классических законов сохранения с видами симметрии, имеющими геометрическую природу. При наличии в физической системе симметрии другого рода, например динамической (математической), данные симметрии прогнозируют частные законы сохранения, которые также обладают функцией запрета на локальные явления саморазвития [5].

Ниже мы приводим краткий вывод теоремы Нётер, освоение которого студентами предполагается в ходе работы над кейсом.

Пусть система описывается функцией Лагранжа обычного вида

$$L = L\left(q_i, \dot{q}_i, t\right),$$

где q_i и $\dot{q}_i$ — обобщенные координаты и обобщенные скорости соответственно.

Форма уравнения Лагранжа-Эйлера, получаемая из вариационного принципа с такой функцией Лагранжа,

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0,$$

не меняется при преобразованиях общего вида:

$$q_i' = f_i\left(q_j, t\right), \quad t' = f\left(t\right). \tag{1}$$

Однако конкретный вид для нового действия, как функционала новых координат, зависящих от нового времени, может претерпеть при этом преобразовании существенные изменения.

Теорема Нётер рассматривает преобразования, относительно которых действие не меняет своего вида. То есть имеются в виду преобразования, отражающие некоторую симметрию системы.

Введем обозначение $\Lambda(\lambda)$ для совокупности преобразований (2), зависящих от некоторого одного параметра λ*:*

$$\left\{t, q_i\left(t\right)\right\} \Rightarrow \Lambda(\lambda)\left\{t, q_i\left(t\right)\right\} = \left\{t', q_i'\left(t'\right)\right\} \tag{2}$$

или, с учетом обозначения (1),

$$\left\{t, q_i\left(t\right)\right\} \Rightarrow \left\{f\left(t, \lambda\right); f_i\left(q_j, t; \lambda\right)\right\}.$$

Пусть преобразования $\Lambda(\lambda)$ такие, что

$$\Lambda\left(\lambda_2\right)\Lambda\left(\lambda_1\right) = \Lambda\left(\lambda_3\left(\lambda_1, \lambda_2\right)\right), \quad \Lambda\left(0\right) = 1.$$

То есть совокупность всех $\Lambda(\lambda)$ образует однопараметрическую группу. Рассмотрим инфинитезимальное, т.е. бесконечно малое, преобразование, отвечающее параметру $\lambda \to 0$. Тогда

$$\left.\begin{aligned} t \Rightarrow t' = t + \delta t, \quad \delta t = \frac{\partial f}{\partial \lambda}\lambda \\ q_i(t) \Rightarrow q_i' = f_i(q_j; t; \lambda) = q_i(t) + \frac{\partial f_i}{\partial \lambda}\lambda \end{aligned}\right\}. \tag{3}$$

Собственно вариации обобщенных координат, происходящие при рассматриваемом преобразовании, — это разность значений $q_i'(t')$ новых координат в некоторый момент нового времени и значений старых координат $q_i(t)$ в соответствующий момент старого времени:

$$\delta^* q_i = q_i'(t') - q_i(t) = \frac{\partial f_i}{\partial \lambda}\lambda. \tag{4}$$

Наряду с ними удобно ввести в рассмотрение вариации формы

$$\delta q_i = q_i'(t) - q_i(t)$$

зависимости координат от времени, которые отличны от нуля, только если наше преобразование не затрагивает время, а лишь координаты.

Между двумя введенными видами вариаций можно ввести следующее соотношение:

$$\delta^* q_i - \delta q_i = q_i'(t + \delta t) - q_i(t) = \frac{\partial}{\partial t} q_i \cdot \delta t,$$

где $q_i'(t + \delta t)$ была разложена в ряд по малому значению δt с точностью до первого порядка малости. Таким образом, имеем:

$$\delta^* q_i = \delta q_i + \dot{q}_i \delta t. \tag{5}$$

Отметим, что вариации без звездочек, относящиеся к одному значению времени, перестановочны с дифференцированием по времени, т.е.

$$\frac{d}{dt}\delta q_i = \delta \frac{d}{dt} q_i = \delta \dot{q}_i.$$

В то же время для вариаций со звездочками это, вообще говоря, неверно.

Соответствующие два вида вариаций можно ввести и для любой динамической переменной. Например, для функции Лагранжа:

$$\delta^* L = L(q'(t'), \dot{q}'(t'), t') - L(q(t), \dot{q}(t), t), \tag{6}$$

причем

$$\delta^* L = \delta L + \frac{dL}{dt}\delta t,$$

где полная производная по времени $\frac{d}{dt}$ включает в себя дифференцирования как по явно входящему времени, так и по времени, входящему неявно, через обобщенные координаты и скорости.

Потребуем теперь, чтобы интеграл действия не менялся при преобразовании, т.е. чтобы было

$$\delta^* S = \int_{T'} dt' L(q'(t'), \dot{q}'(t'), t') - \int_T dt L(q(t), \dot{q}(t), t) = 0, \tag{7}$$

где T' — та же область интегрирования, что и T во втором интеграле, но выраженная через новые переменные. Это и будет условием симметрии системы, описываемой действием S, относительно введенных преобразований. Подставив (6) в (7), получим:

$$\delta^* S = \int_{T'} dt' [L(q(t), \dot{q}(t), t) + \delta^* L] - \int_T dt L(q(t), \dot{q}(t), t) = 0.$$

Выразим $\delta^* L$ через δL с помощью (6) и учтем соотношение

$$\frac{dt'}{dt} = 1 + \frac{d}{dt}\delta t.$$

Переходя к интегрированию по t вместо t', получим:

$$\delta * S = \int_{T'} dt'\left[L\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) + \delta L + \frac{dL}{dt}\delta t \right] - \int_{T} dtL\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) =$$

$$= \int_{T} dt\left\{ \left[1 + \frac{d}{dt}\delta t \right]\left[L\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) + \delta L + \frac{d}{dt}\delta t \right] - L\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) \right\} =$$

$$= \int_{T} dt\left\{ L\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) + \delta L + \frac{dL}{dt}\delta t + L\frac{d}{dt}\delta t + \frac{d}{dt}\delta t\delta L + \frac{d}{dt}\delta t\frac{dL}{dt}\delta t - L\left(q\left(t\right),\dot{q}\left(t\right),t\right) \right\} =$$

$$= \int_{T} dt\left\{ \delta L + \frac{dL}{dt}\delta t + L\frac{d}{dt}\delta t \right\}.$$

Учитывая, что

$$\frac{d}{dt}\left(L\delta t\right) = \frac{dL}{dt}\delta t + L\frac{d\delta t}{dt},$$

получим:

$$\delta * S = \int_{T} dt\left\{ \delta L + \frac{d}{dt}\left(L\delta t\right) \right\}. \quad (8)$$

Принимая во внимание, что

$$\delta L = \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial q_i}\delta q_i + \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta \dot{q}_i, \quad (9)$$

найдем дифференциал:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta q\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right)\delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\frac{d}{dt}\left(\delta q\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right)\delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta \dot{q}.$$

Таким образом,

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta \dot{q} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta q\right) - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right)\delta q. \quad (10)$$

Подставив (10) в (9), получим:

$$\delta L = \sum_{i}\left\{ \frac{\partial L}{dq_i} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) \right\}\delta q_i + \frac{d}{dt}\left(\sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta q_i\right).$$

Под знаком первой суммы стоит уравнение движения Лагранжа, т.е.

$$\frac{\partial L}{dq_i} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = 0.$$

Таким образом, имеем:

$$\partial L = \frac{d}{dt}\left(\sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta q_i\right).$$

Подставив полученное значение вариации функции Лагранжа в (8), получим:

$$\delta * S = \int_{T} dt\left\{ \delta L + \frac{d}{dt}\left(L\delta t\right) \right\} = \int_{T} dt\left\{ \frac{d}{dt}\sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta q_i + \frac{d}{dt}\left(L\delta t\right) \right\} = \int_{T} dt\frac{d}{dt}\left(L\delta t + \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta q_i\right).$$

Из (5) выразим δq_i через $\delta * q_i$ и δt:

$$\delta q_i = \delta * q_i - \dot{q}_i\delta t.$$

Тогда вариация действия принимает следующий вид:

$$\delta * S = \int_{T} dt\frac{d}{dt}\left(L\delta t + \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta * q_i - \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\delta t - \right) = \int_{T} dt\frac{d}{dt}\left[\left(L - \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\delta t + \sum_{i}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta * q_i\right].$$

Мы должны потребовать равенства этой вариации нулю. В силу произвольности области интегрирования T, из равенства нулю интеграла следует равенство нулю подынтегрального выражения, т.е. мы приходим к тому, что необходимым и достаточным условием инвариантности действия относительно преобразования (3) служит удовлетворение уравнения

$$\frac{d}{dt}\left[\left(L-\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\delta t+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta^* q_i\right]=0 .$$

После замены δt и $\delta^* q_i$, с использованием соотношений (3) и (4), получим:

$$\frac{d}{dt}\left[\left(L-\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\delta t+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\delta^* q_i\right]=\frac{d}{dt}\left[\left(L-\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\frac{\partial f}{\partial \lambda}\lambda+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\frac{\partial f_i}{\partial \lambda}\lambda\right]=0 .$$

Вынесем λ за скобки и разделим на нее обе части уравнения. Окончательно получим необходимое условие:

$$\frac{d}{dt}\left[\left(L-\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\frac{\partial f}{\partial \lambda}+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\frac{\partial f_i}{\partial \lambda}\right]=0 .$$

Другими словами, из инвариантности действия относительно (3) мы получили следствие, что величина

$$\Lambda=\left(L-\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right)\frac{\partial f}{\partial \lambda}+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\frac{\partial f_i}{\partial \lambda}=\mathrm{const} \tag{11}$$

остается постоянной во времени. Это и есть точное утверждение теоремы Нётер.

2 Симметрии механических систем

Полученное выше выражение будет использоваться в дальнейшем для вывода основных законов сохранения физических систем, обусловленных симметриями пространства и времени. По ходу изложения будут сформулированы задания для самостоятельного выполнения студентами.

2.1 Трансляции

Простейший вид симметрии, которым обладает любая замкнутая система в плоском евклидовом пространстве, — это трансляционная симметрия, т.е. симметрия относительно произвольных сдвигов системы как целого. Другими словами, симметрия пространства, в котором определена физическая система, индуцирует симметрию самой системы.

Сдвиги системы относительно однородного плоского пространства можно рассматривать как сдвиги введенной на пространстве системы координат на некоторый постоянный вектор.

В математических формулировках практически всех аспектов теоретической механики обычно подчеркивается широкий произвол в выборе системы отсчета, что отражается введением обобщенных координат q_i, отвечающих только минимуму требований. Однако при рассмотрении конкретных задач выбор системы отсчета может играть очень существенную роль. В частности, декартова система отсчета обладает тем замечательным преимуществом, что все три координаты, соответствующие трем измерениям, совершенно равноправны в математическом плане, что соответствует равноправию измерений пространства. Ввиду этого исследование произвольных сдвигов пространства логично рассматривать именно с использованием декартовых систем координат. Вектор сдвига $\vec{R}$ при этом следует понимать как элемент постоянного векторного поля, заданного на всем пространстве.

Новая, штрихованная система координат (рис. 1) связана со старой выражением

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{R}.$$

Пусть рассматриваемые преобразования носят инфинитезимальный характер. То есть $\vec{R}=(\varepsilon_x,\varepsilon_y,\varepsilon_z)$, где все ε_i бесконечно малы и независимы. Таким образом, речь идет о трех независимых преобразованиях сдвига.

Новые координаты точек системы связаны со старыми следующим образом:

$$x'_a=x_a-\varepsilon_x,\; y'_a=y_a-\varepsilon_y,\; z'_a=z_a-\varepsilon_z .$$

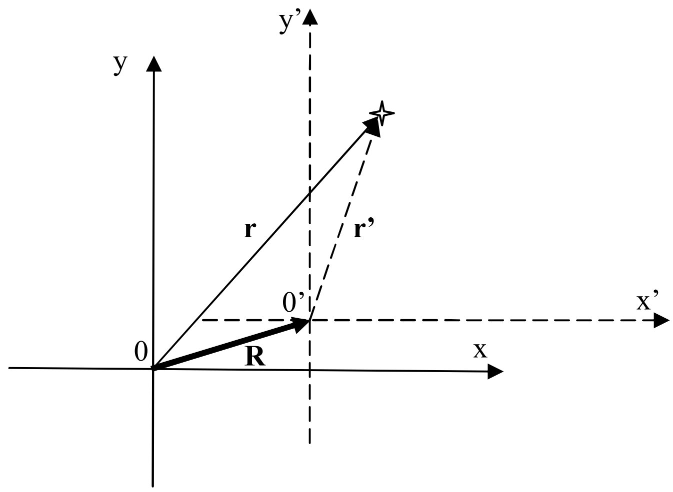

Рисунок 1. Преобразования сдвига

Рассматривая ε_x как параметр преобразования λ, введенный в формулах (3) и (11), получим для функций $\partial f_i / \partial\lambda = (1,0,0)$ и $f = 0$. Таким образом, из общей формулы (11) имеем сохраняющийся интеграл движения вида

$$\Lambda = -\sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_a} = \text{const}.$$

Обобщая результат на измерения y и z и вводя стандартные обозначения, получим выражения для обобщенных импульсов в декартовой системе координат:

$$P_x = \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_a},\ P_y = \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{y}_a},\ P_z = \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{z}_a}. \qquad (12)$$

Сдвиги в обобщенных координатах q_i определяются аналогичным образом:

$$q_{ai} \to q_{ai} + \varepsilon_i.$$

Соответственно, выражения для компонент обобщенного импульса системы определяются аналогичным образом:

$$P_i = \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_{ai}}.$$

Однако вопрос о том, является ли это выражение интегралом движения, т.е. сохраняющейся величиной, увязан с наличием симметрии системы относительно указанных сдвигов.

Задание. Найти обобщенные импульсы для следующих функций Лагранжа [6]:

1) $L = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} a_i \dot{q}_i^2 - \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i + \dot{q}_i t}{cos^2 q_i t}$, $(a_i = const)$;

2) $L = \frac{m}{2}\left(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2\right) - mg\left(z + \frac{\dot{x}}{x} + \frac{\dot{y}}{y}\right)$;

3) $L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - \left(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2 + \dot{x}_3^2\right)/c^2}$;

4) $L = \frac{mv^2}{2} + e\varphi + \frac{e}{c}\vec{v}\vec{A}$, где $\vec{v} = \left(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\right)$; $\varphi = \varphi\left(x, y, z\right)$; $\vec{A} = \vec{A}\left(x, y, z\right)$.

Задание. Найти преобразования для импульса, при добавлении к функции Лагранжа полной производной по времени некоторой функции $f(\vec{r}, t)$:

$$L \to L + \frac{df}{dt}.$$

2.2 Повороты

Другой простейшей симметрией замкнутой системы является симметрия относительно пространственных поворотов. Как и в предыдущем случае, поворот системы как целого можно заменить преобразованием поворота системы координат в какой-либо плоскости. Для конкретности рассмотрим повороты в плоскости *x*O*y* (рис. 2).

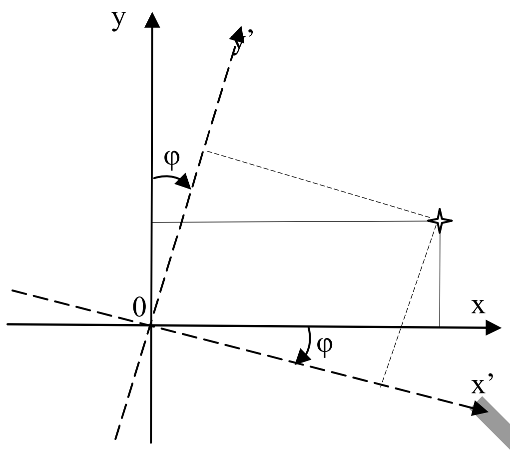

Рисунок 2. Преобразование поворота системы координат в плоскости *x*O*y*

Преобразования поворота в плоскости xOy имеют вид

$$x = x'\cos\varphi + y'\sin\varphi,$$
$$y = -x'\sin\varphi + y'\cos\varphi.$$

Инфинитезимальные преобразования, когда $\sin\varphi \approx \varphi$ и $\cos\varphi \approx 1$, соответственно принимают вид

$$x = x' + y'\varphi,$$
$$y = -x'\varphi + y'.$$

Обратные преобразования

$$x' = x\cos\varphi - y\sin\varphi,$$
$$y' = x\sin\varphi + y\cos\varphi$$

в инфинитезимальном виде принимают вид

$$x' = x - y\varphi,$$
$$y' = x\varphi + y.$$

Рассматривая угол φ как инфинитезимальный параметр преобразования λ, для функций f_i, введенных в определении (3), получим:

$$\frac{\partial f_i}{\partial \lambda} = (-y, x, 0).$$

Таким образом, интеграл движения (11), связанный с рассматриваемым преобразованием, принимает вид

$$\Lambda = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}}(-y) + \frac{\partial L}{\partial \dot{y}}(x).$$

Учитывая полученные выше определения импульса в декартовой системе координат (12), получаем выражение для z-компоненты момента импульса:

$$L_z = xP_y - yP_x.$$

Задание

1. Найти компоненты момента импульса L_x и L_y.

2. Найдите интегралы движения, обусловленные симметрией относительно поворотов, используя сферическую систему координат.

2.3 Сдвиги по времени

Идея об однородности времени предполагает симметрию любой замкнутой системы относительно сдвигов времени:

$$t \to t + \varepsilon .$$

Рассматривая ε как параметр λ преобразования, из (3) будем иметь: $\partial f / \partial\lambda = 1$, $\partial f_i / \partial\lambda = 0$. Таким образом, из (11) следует интеграл движения

$$\Lambda = L - \sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i ,$$

имеющий физический смысл энергии системы со знаком минус:

$$E = \sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i - L .$$

Задание. Найти выражения для энергии систем, описываемых следующими функциями Лагранжа [6]:

1) $L = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} a_i\dot{q}_i^2 - \sum_{i=1}^{n}\frac{q_i + \dot{q}_i t}{cos^2 q_i t}$, $(a_i = const)$;

2) $L = \frac{m}{2}\left(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2\right) - mg\left(z + \frac{\dot{x}}{x} + \frac{\dot{y}}{y}\right)$;

3) $L = -m_0c^2\sqrt{1 - \left(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2 + \dot{x}_3^2\right)/c^2}$;

4) $L = \frac{mv^2}{2} + e\varphi + \frac{e}{c}\vec{v}\vec{A}$, где $\vec{v} = \left(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\right)$; $\varphi = \varphi\left(x, y, z\right)$; $\vec{A} = \vec{A}\left(x, y, z\right)$.

Знания и навыки, полученные в результате освоения представленного кейса, основанного на использовании фундаментальной теоремы Нётер, непосредственным образом будут полезны студентам при освоении других дисциплин и спецкурсов теоретической физики, таких как «Электродинамика» и «Теория поля».

В заключение отметим, что кейс-метод позволяет заинтересовать обучающихся в изучении предмета, способствует активному усвоению знаний и умений сбора, обработки и анализа информации, характеризующей различные ситуации. Технология работы с кейсом в учебном процессе включает в себя индивидуальную самостоятельную работу обучающихся с материалами кейса. В ходе выполнения заданий у обучаемых формируются практические умения и навыки работы со справочной литературой, расчетными формулами, таблицами и графиками в конкретных задачах.

Список литературы

1 *Пожитнева В.В.* Кейс-технологии для развития одаренности // Химия в школе. — 2008. — № 4. — С. 13–17.

2 *Архипов В.В., Кисабекова П.А.* Кейс на тему «Принцип наименьшего действия» // В мире образования. — 2015. — № 2. — С. 19–22.

3 *Савченко В.Н., Смагин В.П.* Начала современного естествознания. Тезаурус. — Ростов н/Д., 2006.

4 *Арынгазин К.М., Мусенова Э.К.* Дидактические проблемы преподавания теоретической физики // Инновации в образовании: ориентиры и тенденции: материалы V междунар. науч.-метод. конф. — Алматы, 2013. — С. 185–187.

5 *Балакшин О.Б.* Гармония саморазвития в природе и обществе: подобие и аналогии. — М.: Изд-во ЛКИ, 2008. — 112 с.

6 *Пятницкий Е.С., Трухан Н.М., Ханукаев Ю.И., Яковенко Г.Н.* Сборник задач по аналитической механике: учеб. пособие. — М.: Наука, 1980. — 320 с.

В.В. Архипов, А.С. Кудусов, П.А. Кисабекова

Теориялық механика бойынша «Сақталу заңдары» тақырыбына кейс

Мақала «Теориялық физика» пәнін оқыту барысында білім беру үдерісіне кейс технологиясын енгізуге арналған. Теориялық цикл пәндерінің қосымшасында «кейс-технология» ұғымының мазмұнына талдау жасалды. Нақты мысал ретінде «Сақталу заңдары» тақырыбына кейс ұсынылған.

Нётер теоремасы жүйелердің бар симметрияларына негізделіп, сақталу заңдарын шығаруға арналған бірыңғай базис ретінде қарастырылды. Тапсырмаларды өздігімен тұжырымдау және оларды шешу әдістерін таңдау тұрғысында студенттердің дағдысын дамыту мен бекітуге арналған тапсырмалар қатары тұжырымдалған.

V.V. Arkhipov, A.S. Kudusov, P.A. Kisabekova

The case on theoretical mechanics on the theme conservation laws

The present work is devoted to introducing of the case technology into the educational process during studying the discipline Theoretical Mechanics. The analysis of the concept of «case-technology» in the annex to the theoretical cycle disciplines. As a concrete example the case on the theme Conservation Laws is presented. Noether theorem is considered as a common basis for derivation of conservation laws beginning from system symmetries. A set of tasks is formed for development and training student skills in independent problem defining and choosing the methods for its solution.

References

1 Pozhitneva V.V. *Chemistry in the school*, 2008, 4, p. 13–17.

2 Arkhipov V.V., Kisabekova P.A. *In the world of education*, 2015, 2, p. 19–22.

3 Savchenko V.N., Smagin V.P. *The beginning of modern science. Thesaurus*, Rostov-on-Don, 2006.

4 Aryngazin K.M., Musenova E.K. *Innovations in Education: guidelines and tendencies*: Collection of articles of III Intern. sci. conf., Almaty, 2013, p. 185–187.

5 Balakshin O.B. *The harmony of self-development in nature and society: the concept and analogy*, Moscow: LCI Publ., 2008, 112 p.

6 Pyatnitsky E.S., Truhan N.M., Khanukaev Yu.I., Yakovenko G.N. *Collection of tasks on analytical mechanics*: Textbook, Moscow: Nauka, 1980, 320 p.