- творческие работы интегративного характера;
- семестровые зачеты и экзамены.

Оценка за семестр выставляется с учетом всех форм промежуточного и итогового контроля как средняя взвешенная. Таким образом, студент, который в течение семестра характеризовался "прохладным" отношением к изучению курса геометрии, не получит высокой оценки за работу в семестре в целом. Контроль за самостоятельной деятельностью студентов (особенно его промежуточные формы) полезен и самим студентам, помогая им лучше ориентироваться в степени усвоения ими теоретического и практического материала. Он подсказывает, в чем они недоработали, на что необходимо обратить внимание.

Совершенствование профессионально-педагогической направленности курса геометрии обеспечивает более успешную профессиональную адаптацию студентов и способствует формированию системы методологических знаний, позитивному отношению студентов к будущей педагогической деятельности, активизации самостоятельной познавательной деятельности студентов, формированию у них профессионально значимых качеств личности.

Литература

1. Арнаутов В.В. Развитие интереса к профессии учителя у студентов педагогического колледжа в условиях УНПК. Дис....канд. пед. наук. Волгоград, 1995.
2. Балова И.Н. Взаимодействие преподавателя и студента как условие становления профессиональной картины мира выпускника педагогического колледжа. Дис....канд. пед. наук. Санкт-Петербург, 1996.
3. Борисова Н.В. Педагогические особенности создания и внедрения системы активных методов обучения в институте повышения квалификации. Дис....канд. пед. наук. М., 1987.
4. Вербицкий А.А. Активное обучение в высшей школе: контекстный подход: Метод. пособие. М.: Высш.шк., 1991. С.67-68.
5. Вербицкий А.А. Вопросы генезиса и саморегуляции познавательной и профессиональной деятельности // Новые исследования в психологии. М., 1977. Вып. 1 (16). С. 19-28.
6. Верхола А.П. Оптимизация процесса обучения в вузе. Киев, 1979.
7. Матюшкин А.М. Проблемные ситуации в мышлении и обучении. М., 1972.
8. Нечаев Н.Н. Психолого-педагогические основы формирования профессиональной деятельности. М., 1988.
9. Панарин А.И. Многоуровневое педагогическое образование // Советская педагогика. 1993. № 1. С. 53-57.
10. Садовничий В.А., Белокуров В.В., Сушко В.Г., Шикин Е.В. Университетское образование: приглашение к размышлению. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995. 352 с.
11. Сизоненко А. Колледж в структуре УНПК // Высшее образование в России. 1998. №1. С.113-115.

А.И. Григорьев, В.А. Коромыслов, С.О. Ширяева

К изложению темы «Энергия проводника во внешнем однородном электростатическом поле»

Тема расчета энергии электростатического поля проводников в большинстве классических курсов общей и теоретической физики излагается весьма конспективно (см., например, [1-8]), хотя с проблемой расчета распределения собственных и индуцированных зарядов по проводнику и связи поверхностной плотности заряда с кривизной проводника учащихся начинают знакомить еще в школе. Причина такого пренебрежения к этой весьма интересной и имеющей многочисленные приложения в научных и технических задачах теме не в ее незначительности, но в весьма малом объеме точных результатов, полученных к настоящему времени. В классических курсах общей и теоретической физики приводятся в лучшем случае лишь самые общие результаты: формулируются теоремы Томпсона и Ирншоу и выводятся выражения для электростатической энергии системы N заряженных проводников:

$$U = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} q_i \varphi_i \,, \qquad (1)$$

и энергии незаряженного проводника в однородном электростатическом поле напряженности $\vec{E}_0$:

$$U = -\frac{1}{2}\vec{p}\cdot\vec{E}_0, \qquad (2)$$

где q_i и φ_i - заряд и потенциал i-того проводника, $\vec{p}$ - дипольный момент проводника в поле $\vec{E}_0$. Но приведенные формулы, несмотря на их "простоту и красоту", мало пригодны для практических расчетов, поскольку при произвольной форме проводников задача расчета их зарядов q_i, потенциалов φ_i и дипольных моментов $\vec{p}$ превращается в, как правило, неразрешимую проблему. На этом фоне при изложении обсуждаемой темы в высшей школе становится особенно актуальной задача подачи соответствующего теоретического материала на хорошем качественно - физическом уровне. Так, при рассмотрении конкретного вопроса расчета энергии незаряженного проводника в однородном электростатическом поле важно указать студентам, из каких компонент складывается эта энергия, что весьма часто может помочь в получении корректных количественных оценок для проводников простейших форм.

Разберем детально вопрос об энергии проводящей незаряженной сферы радиуса R в однородном электростатическом поле $\vec{E}_0$. Как выше отмечалось, энергия любого проводника в $\vec{E}_0$ определяется выражением (2). Дипольный момент проводящей сферы известен (см., например, [8]): $\vec{p} = R^3\vec{E}_0$. Следовательно, энергия проводящей сферы в поле $\vec{E}_0$ равна:

$$U_0 = -\frac{1}{2}R^3\cdot E_0^2. \qquad (3)$$

С другой стороны, электрическое поле проводящей сферы в поле $\vec{E}_0$ на расстояниях $L>>R$ совпадает с полем диполя $\vec{p} = R^3\vec{E}_0$. Энергия же U_d произвольного жесткого диполя $\vec{p}$ в поле $\vec{E}_0$ определена известным выражением:

$$U_d = -\vec{p}\cdot\vec{E}_0 \equiv -R^3\cdot E_0^2. \qquad (4)$$

Несложно видеть, что величина энергии диполя $\vec{p} = R^3\vec{E}_0$ (эквивалентного диполю поляризационного заряда в проводящей капле радиуса R) в поле $\vec{E}_0$ по абсолютной величине превышает величину энергии электростатической энергии проводящей капли в том же поле. В чем причина такого рассогласования?

Ответ очевиден. Выражение (4) определяет энергию в поле $\vec{E}_0$ системы двух равных точечных зарядов противоположных знаков $+q$ и $-q$, разнесенных на некоторое фиксированное расстояние l, без учета энергии взаимодействия зарядов друг с другом, которая определится простым выражением:

$$U_* = -q^2/l. \qquad (5)$$

В выражении (4) это слагаемое не учитывается, поскольку при фиксированных q и l учет (5) приведет лишь к увеличению U_d на постоянное слагаемое. Электростатическая же энергия любой системы определена с точностью до произвольного аддитивного постоянного слагаемого, поскольку наблюдению доступны лишь изменения энергии, а не ее абсолютная величина [7]. Ситуация меняется, когда приходится иметь дело с диполем, индуцированным в проводнике внешним электростатическим полем. Теперь слагаемое, определяемое (5), уже не константа, поскольку величины индуцированных зарядов зависят от величины напряженности поля и их (а также характерный линейный размер диполя l) для проводящей сферы легко рассчитать, используя известную поверхностную плотность поляризационного заряда на поверхности сферы [8]:

$$|q| = \frac{3}{4}R^2E_0; \qquad l = \frac{2R}{3}.$$

Но, добавляя энергию взаимодействия разноименных зарядов U_*; определяемую соотношением (5), к энергии диполя в поле U_d, мы получим еще большее по абсолютной величине значение полной энергии, т.е. еще больше удалимся от точного результата для U_0, определяемого выражением (3). И связано это с тем, что еще не учтена собственная энергия U_s каждого из поляризационных зарядов диполя.

Действительно, каждый из реальных поляризационных зарядов распределен по полусфере и в отличие от модельных "точечных" зарядов, через которые определяется модельный же диполь, обладает еще и конечной собственной энергией, определяемой величиной поляризационных зарядов (в свою очередь зависящей от величины напряженности поля) и геометрией их распределения по полусферам. Собственная энергия поляризационных зарядов $2U_s$ не есть константа, а зависит от величины напряженности поля и положительна. Следовательно, она должна учитываться при подсчете энергии поляризации проводника в поле. Слагаемое $2U_s$ в сумме с U_d и U_* и даст полную энергию U_0 проводящей сферы в поле $\vec{E}_0$ в соответствии с выражением (3).

Можно ввести U_q - полную собственную энергию проводника в однородном электростатическом поле $\vec{E}_0$, определяя ее как сумму U_* энергии взаимодействия разноименных зарядов, составляющих диполь, и $2U_s$ - собственной энергии обоих разноименных зарядов по отдельности:

$U_q = U_* + 2U_*$.

В соответствии с определением U_q, U_0 и U_d несложно найти:

$U_q = U_0 - U_d$.

А поскольку общие выражения U_0 и U_d для произвольного проводника в поле $\vec{E}_0$ определяются известными [8] формулами (2) и (4), то можно выписать и общее выражение для полной собственной энергии проводника в однородном электростатическом поле $\vec{E}_0$:

$$U_q = \frac{1}{2}\vec{p} \cdot \vec{E}_0 . \qquad (6)$$

Общность выражения (6) такая же, как и выражений для полной энергии проводника и энергии жесткого диполя в поле $\vec{E}_0$, определяемых соотношениями (2) и (4) соответственно. В частности, для сферического проводника получим:

$$U_q = \frac{1}{2}R^3 \cdot E_0^2 ,$$

Уместно задаться вопросами: Как будет изменяться собственная энергия проводника в поле $\vec{E}_0$ при деформациях проводника? Какие самопроизвольные деформации проводника (допустим, капли проводящей жидкости) возможны в замкнутой системе? Возможен ли плавный переход к диполю из точечных зарядов?

Для ответа на эти вопросы, по-видимому, необходимо рассматривать эволюцию каждого из компонентов полной энергии проводника в поле $\vec{E}_0$ по отдельности и учитывать, что в замкнутой системе должна сохраняться только полная энергия и что в замкнутой системе допустимы только такие самопроизвольные процессы, при которых полная потенциальная энергия уменьшается (за счет перехода в другие виды энергии).

В соответствии с (2) допустимые самопроизвольные деформации в постоянном поле должны сопровождаться увеличением дипольного момента проводника, например, при вытягивании капли в сфероид, которое, таким образом, допустимо в качестве самопроизвольной деформации. Если добавить еще и энергию сил поверхностного натяжения, которая положительна и увеличивается с деформацией, то скорость нарастания деформации, сопровождающейся ростом дипольного момента, должна увеличиться. Из сказанного ясно также, что деформация к сплюснутому сфероиду невозможна. Интересно, что для пузыря в диэлектрике в поле $\vec{E}_0$ реализуются деформации к сплюснутому сфероиду. Но это не противоречит сказанному выше, поскольку увеличение дипольного момента жидкости, окружающей пузырь, соответствует именно сплющиванию пузыря. Если же взять пузырь с идеально проводящими стенками, то у него появится собственный дипольный момент, и такой пузырь будет деформироваться только к вытянутому сфероиду.

Переход к диполю из точечных зарядов, по-видимому, эквивалентен переходу от заряженного проводящего шарика к точечному заряду. Хотя в ситуации с диполем мы имеем лишнюю степень свободы, связанную с возможностью изменения длины диполя, но следует учитывать, что U_* - отрицательна, U_s - положительна и U_q - положительна. "Плавный" переход от U_q, определяемого (6), к собственной энергии диполя из точечных зарядов, которое также необходимо оставить положительным, возможен только за счет бесконечного сближения противоположных зарядов диполя (уменьшения длины диполя), чтобы скомпенсировать стремление к плюс бесконечности U_s при переходе от шариков к точкам, стремлением к минус бесконечности U_*. Чтобы порядок бесконечностей был одинаков, при неизменных зарядах необходимо, чтобы $l \to 0$ с той же скоростью, что и радиус каждого из шариков. Это возможно, если исходный диполь составить из соприкасающихся шариков (но изолированных друг от друга в электрическом смысле). Тогда собственная электростатическая энергия диполя при $l \to 0$ и $r \to 0$ будет неизменна. Заряды же будут неизменны, если при этом напряженность поля будет расти пропорционально уменьшению площади шариков. Энергия системы при этом будет увеличиваться $\sim r^{-1}$. Переход к диполю из точечных зарядов в любом другом случае приведет к изменению собственной энергии диполя.

Литература

1. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.- Л.: Гостехиздат, 1948. 539 с.
2. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ, 1954. 604 с.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Электричество и магнетизм. М.: Мир, 1966. 296 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. М.: Наука, 1970. 431 с.
5. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука, 1970. 666 с.
6. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. М.: Наука, 1975. 439 с.
7. Тамм И.Е.Основы теории электричества. М.:Наука, 1976.616с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.

А. В. Ястребов

Об укрупнении дидактических единиц в преподавании математического анализа: асимптоты

Посвящается М. И. БЕЛОСЛЮДЦЕВОЙ

1. Понятие укрупнённой дидактической единицы и цель работы

Теория укрупнения дидактических единиц (УДЕ) в обучении математике была создана П. М. Эрдниевым и его коллегами в 60-70-х годах. Помимо многочисленных статей, она была подробно изложена в ряде монографий, например, [9,10]. Результатом её внедрения стало появление учебников по математике с первого по пятый класс, основанных на положениях данной теории. Ориентируясь первоначально на математический материал младшего и среднего звена школы, она постепенно распространялась на разделы, которые с равным основанием могут быть отнесены к школе и вузу. Так, методика УДЕ была успешно испытана при совместном изучении понятий “производная” и “первообразная”, “дифференциал” и “интеграл” [10.С.77], двумерные и трёхмерные векторы [9. С.206-241]. Вместе с тем, анализ учебной литературы для классических и педагогических университетов показывает, что она не обеспечивает возможности применения методики УДЕ для изучения базовых математических курсов. Возникает естественный вопрос о причинах ограничения в сфере применения методики: принципиальная невозможность, практическая затруднённость, инерция традиций или что-либо ещё.

Настоящая статья имеет целью показать, что заданный материал по математическому анализу легко может быть преобразован в форму, удовлетворяющую требованиям теории и методики УДЕ. Для иллюстрации этого утверждения выбрано одно из понятий курса математического анализа – асимптота – и проведено сравнение тех умственных действий, которые выполняет студент при традиционном и авторском подборе упражнений. Разумеется, изучение асимптот представляет собой лишь небольшой фрагмент курса; располагая материалом также и по другим темам, мы остановились на одной из них в связи с ограниченностью объёма статьи.

Формулируя психолого-педагогическое определение УДЕ, П. М. Эрдниев пишет: «Укрупнённой дидактической единицей мы называем систему родственных единиц учебного материала, в которой симметрия, противопоставления, упорядоченные изменения компонентов учебной информации в совокупности благоприятствуют возникновению единой логико-пространственной структуры знания. Это определение в известной мере примыкает к определению понятия функциональной системы... По П. К. Анохину, система – совокупность не только *взаимодействующих, но и взаимоСОдействующих* компонентов, ориентированных на получение фокусированного полезного результата» [10. С.5].

Результаты исследований по методике применения УДЕ П. М. Эрдниев суммирует следующим образом: «Опыт обучения на основе укрупнения единиц усвоения показал, что основной формой упражнения должно стать *многокомпонентное задание*, образующееся из нескольких логически разнородных, но психологически состыкованных в некоторую целостность частей, например: а) решение «обычной готовой» задачи; б) составление обратной зада-