



ТАРТУСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ
ФИЗИКИ В ВУЗЕ**

В помощь преподавателю XV

ТАРТУ 1991

ТАРТУСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ
ФИЗИКИ В ВУЗЕ**

В помощь преподавателю XV

ТАРТУ 1991

Утверждено на заседании совета физико-химического факультета ТУ 24 октября 1990 года.

Ответственный редактор Ю.Я. Лембра.

От редактора

В серии "В помощь преподавателю", издаваемой Тартуским университетом с 1976 года, вышло одиннадцать методических сборников по физике в следующей хронологической последовательности номеров: IV (1978), V (1980), VI (1982), VII (1982), VIII (1983), IX (1984), X (1985), XI (1986), XII (1988), XIII (1988) и XIV (1990). Весьма вероятно, что двенадцатый сборник в таком виде с чисто русско-язычным текстом является последним в данной серии.

ДОПОЛНЕНИЯ К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ ПО ИЗУЧЕНИЮ СТОЛКНОВЕНИЯ УПРУГИХ ШАРОВ

Я.И. Сальм

В практикуме по механике Тартуского университета, а также некоторых других вузов, установлена лабораторная работа по изучению столкновения упругих шаров [1-5]. Согласно руководствам [1-3], основным заданием работы является определение коэффициента восстановления и времени центрального удара упругих шаров. По руководствам [4, 5], требуется также найти среднюю силу упругого удара.

Основная сложность при выполнении работы студентом заключается в уяснении методики измерений. Теоретический фундамент работы, основные формулы и расчеты относительно просты. Требуется получить представление о процессе столкновения упругих тел, о конкретном действии законов сохранения энергии и импульса при этом. Выводится формула для определения коэффициента восстановления по длинам дуг, пройденных качающимися шарами. Время удара определяется электрическим методом.

В целях обогащения содержания работы дополнительными причастными закономерностями, демонстрации физической глубины явления предлагаем рассматривать также связь времени и силы удара с физическими параметрами шаров и со скоростью их соударения.

Еще Г. Герцом разработана теория удара совершенно упругих тел, в которой предполагается, что за время удара деформация носит статический и локальный характер [6]. Теория Герца применима, если продолжительность удара значительно превосходит переход наиболее медленных собственных колебаний соударяющихся тел или время прохождения в прямом и обратном направлениях упругих волн по сталкивающимся телам.

Реферирование теории Герца в небольшой статье было бы затруднительно, поэтому ограничимся приведением окончательных формул для прямого центрального удара двух одинаковых упругих шаров. Кроме оригинальной статьи, теорию Герца, а также дальнейшие уточнения ее можно найти в монографиях [7-9].

Время удара

$$\tau = 2,9432\alpha_{max}/v, \quad (1)$$

где v — относительная скорость шаров в начальный момент соприкосновения,

α — величина сближения центров масс тел (во время контакта).

$$\alpha_{max} = \frac{1}{2}R \sqrt[5]{\left[\frac{10\pi\rho(1-\mu^2)}{E}\right]^2 v^{4/5}}, \quad (2)$$

где R — радиус шара,

ρ — плотность вещества шара,

μ — коэффициент Пуассона вещества шара,

E — модуль упругости (Юнга) вещества шара.

Время удара

$$\tau = 2,9432R \sqrt[5]{2 \left[\frac{5\pi\rho(1-\mu^2)}{4E}\right]^2 v^{-1/5}}. \quad (3)$$

По данным экспериментальных исследований, теория Герца хорошо описывает столкновение стальных шаров радиусом 1...3,5 см [9]. Все же желательно убедиться, что колебательные (волновые) эффе́кты в данной обстановке несущественны. Оценку периода собственных колебаний можно произвести, основываясь на теории колебаний упругих шаров. Скорость распространения волны сжатия определяется формулой

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}} \quad (4)$$

или приблизительно

$$V \approx \sqrt{E/\rho}. \quad (5)$$

Наибольший период радиальных собственных колебаний выражается тогда приближенно так [8]:

$$T_{max} \approx 2,5R/V. \quad (6)$$

При выполнении рассматриваемой работы вывод формулы для нахождения скорости v должен быть усиленным студенту первого курса. Радиус R легко измерить. Плотность ρ , коэффициент Пуассона μ и модуль упругости E могут быть заданы или найдены из справочной литературы. Затем студенту рекомендуется вычислить время удара τ по формуле (3) и сравнить

это с экспериментально определенным временем. Поскольку это время зависит от скорости соударения v , желательно выполнить опыт и расчет также при другом значении скорости. Например, можно оставить шар в свободно висащем положении и освободить лишь другой шар от электромагнита.

Самостоятельный интерес представляет расчет максимального сближения шаров по формуле (2).

Радиус круга деформации

$$a = \sqrt{Ra_{max}/2}. \quad (7)$$

Следующей характеристической величиной в процессе соударения твердых тел можно предлагать максимальную силу удара:

$$P_{max} = \frac{2E}{3(1-\mu^2)} \sqrt{\frac{R}{2}} a_{max}^{3/2}. \quad (8)$$

Рассчитанное по формуле (8) значение следовало бы сравнить со средним значением силы удара, которое легко определить по изменению импульса и времени удара, согласно руководствам [4, 5].

Максимальное напряжение (давление) в центре круга деформации

$$p_{max} = \frac{3}{2} \frac{P_{max}}{\pi a^2}. \quad (9)$$

В дополнительных вопросах к работе было бы любопытно рассчитать время удара тел космических размеров с небольшими скоростями. Г. Герц заканчивает свою оригинальную статью примером, по которому время удара двух стальных шаров размером с Землю со скоростью в 1 см/с длится 27 часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Руководство к практикуму по механике I / Сост. Э. Тамм. Тарту: Тартуский университет, 1990.
2. Mehaanika praktikumi tööjuhendid I / Koost. E. Tamm. Tartu: Tartu Riiklik Ülikool, 1988.
3. Физический практикум. Механика и молекулярная физика / Под ред. В.И. Ивероновой. М.: Наука, 1967.
4. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. М.: Высшая школа, 1961.
5. Ёвграфова Н.Н., Каган В.Л. Руководство к лабораторным работам по физике. М.: Высшая школа, 1970.
6. Hertz, H. Gesammelte Werke. Leipzig: Johann Ambrosius Barth, 1895. Bd. I.
7. Кильчевский Н.А. Теория соударений твердых тел. Киев: Наукова думка, 1969.
8. Кильчевский Н.А. Динамическое контактное сжатие твердых тел. Удар. Киев: Наукова думка, 1976.
9. Динник А.Н. Избранные труды. Киев: Изв-во АН УкрССР, 1952. Т. I.

ОБ ИЗЛОЖЕНИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Р.И. Манкин, Э.К. Рейтер

Ознакомление с явлением резонанса в курсе общей физики основывается как правило на анализе вынужденных колебаний. Резонанс, возникающий при параметрических колебаниях, не рассматривается [1, 2], или приводимая его трактовка неприемлема из-за математических трудностей [3].

Учитывая тот факт, что параметрический резонанс достаточно часто применяется в современных технических решениях (параметрические усилители, генераторы и т.д.), мы считаем нужным изложить основы данного явления в рамках курса общей физики, особенно в технических вузах.

Строгий анализ параметрического резонанса на элементарном уровне невозможен. Имеется, однако, возможность использовать математический аппарат вынужденных колебаний. В этом контексте представляет интерес система без трения, совершающая вынужденные колебания [4,5], уравнение движения которой:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

где ω_0 — частота собственных колебаний системы, ω — частота вынуждающей силы, $f_0 = F_0/m$ (F_0 — ее амплитуда), m — масса системы.

Решение уравнения (1), удовлетворяющее начальным условиям $x|_{t=0} = \dot{x}|_{t=0} = 0$, имеет вид:

$$x = \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega_0 t). \quad (2)$$

При резонансе, т.е. в случае $\omega = \omega_0$, в решении (2) возникает неопределенность типа $\frac{0}{0}$, для раскрытия которой можно использовать правило Лопиталя. Преобразуя уравнение (2) к виду:

$$x = \frac{2f_0}{(\omega_0 + \omega)(\omega_0 - \omega)} \sin \left[\frac{(\omega_0 - \omega)t}{2} \right] \sin \left[\frac{(\omega_0 + \omega)t}{2} \right]$$

и переходя к пределу

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_0} \left\{ \frac{1}{\omega_0 - \omega} \sin \left[\frac{(\omega_0 - \omega)t}{2} \right] \right\} = \frac{t}{2},$$

получим решение (2) при $\omega = \omega_0$ в следующем виде:

$$x = \frac{f_0 t}{2\omega_0} \sin \omega_0 t. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что при резонансе амплитуда колебаний возрастает пропорционально времени; при этом при $t \rightarrow \infty$ амплитуда будет расти бесконечно.

Надо отметить, что в учебной литературе часто выводится формула для амплитуды при резонансе, исходя из анализа вынужденных колебаний с трением [1, 2]. Принимая коэффициент сопротивления равным нулю, заключают, что в случае отсутствия трения амплитуда является бесконечной. Подобное изложение может создать у студента представление о том, что при отсутствии затухания амплитуда колебания бесконечна в любой момент времени.

Формулу (3) можно использовать и для оценки величин амплитуды колебаний в начальной стадии процесса в случае реального колебательного движения без затухания, т.е. в случае малого трения. Тогда с увеличением амплитуды наступают условия, при которых уравнение движение (1) не применимо. Исходя из того, что скорость увеличивается, силой сопротивления пренебрегать уже нельзя даже при сколь угодно малом коэффициенте трения; таким образом, нет смысла говорить о бесконечной амплитуде.

При изучении явления параметрического резонанса в качестве модели используем математический маятник с периодически изменяющейся длиной $l(t)$. Уравнение движения маятника при малых углах поворота φ можно записать:

$$\frac{d}{dt} (m l^2 \dot{\varphi}) = -mgl\varphi$$

или

$$m l^2 \ddot{\varphi} + 2ml\dot{\varphi}\dot{l} + mgl\varphi = 0. \quad (4)$$

Предположим, что $l(t)$ изменяется по закону:

$$l(t) = l_0 - a \sin \omega t = l_0 (1 - \varepsilon \sin \omega t),$$

где l_0 — средняя длина маятника, ω и a соответственно частота изменения длины маятника и амплитуда этих изменений, $\varepsilon = a/l_0$.

При допущении, что длина маятника в течение процесса меняется мало по сравнению с его средней длиной, т.е.

$$\varepsilon \ll 1, \quad (5)$$

то уравнение движения (4) преобразуется к виду:

$$\ddot{\varphi} - 2\dot{\varphi} \frac{\varepsilon \omega \cos \omega t}{1 - \varepsilon \sin \omega t} + \frac{g}{l_0(1 - \varepsilon \sin \omega t)} \varphi = 0$$

или

$$\ddot{\varphi} - 2\dot{\varphi} \varepsilon \omega \cos \omega t + \omega_0^2 (1 + \varepsilon \sin \omega t) \varphi = 0, \quad (6)$$

где $\omega_0^2 = g/l_0$.

При решении уравнения (6) используем метод последовательных приближений, ограничиваясь при этом членами порядка ε . Решение ищем в виде:

$$\varphi = \varphi_0 + \varepsilon \varphi_1 \quad (7)$$

при начальных условиях $\varphi|_{t=0} = 0$ и $\dot{\varphi}|_{t=0} = f_0 = \text{const}$.

Тогда:

$$(\ddot{\varphi}_0 + \omega_0^2 \varphi_0) + \varepsilon (\ddot{\varphi}_1 + \omega_0^2 \varphi_1 - 2\omega \cos \omega t \dot{\varphi}_0 + \omega_0^2 \varphi_0 \sin \omega t) = 0,$$

откуда получим уравнения:

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_0 + \omega_0^2 \varphi_0 &= 0 \\ \ddot{\varphi}_1 + \omega_0^2 \varphi_1 &= -\omega_0^2 \varphi_0 \sin \omega t + 2\omega \cos \omega t \dot{\varphi}_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Первое из уравнений (8) имеет при начальных условиях $\varphi_0|_{t=0} = 0$ и $\dot{\varphi}_0|_{t=0} = f_0$ решение:

$$\varphi_0 = \psi_0 \sin \omega_0 t, \quad (9)$$

где $\psi_0 = f_0/\omega_0$ — амплитуда колебаний, откуда $f_0 = \psi_0 \omega_0$. Второе из уравнений (8) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_1 + \omega_0^2 \varphi_1 &= \frac{\omega_0 \psi_0}{2} \left\{ (2\omega - \omega_0) \cos [(\omega - \omega_0)t] + \right. \\ &\quad \left. + (2\omega + \omega_0) \cos [(\omega + \omega_0)t] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Параметрический резонанс происходит в случае, когда $\omega = 2\omega_0$. В дальнейшем рассматриваем только этот случай. Уравнение (10) запишется тогда в виде:

$$\ddot{\varphi}_1 + \omega_0^2 \varphi_1 = \frac{\omega_0^2 \psi_0}{2} [3 \cos(\omega_0 t) + 5 \cos(3\omega_0 t)] . \quad (11)$$

Полученное уравнение можно рассматривать как уравнение вынужденных колебаний (1), где вынуждающая сила выражается суммой двух периодических сил разной частоты (ω_0 и $3\omega_0$).

Ввиду линейности уравнения (11) его решение можно искать в виде:

$$\varphi_1 = \varphi_1^* + \varphi_1^{**} ,$$

где φ_1^* и φ_1^{**} удовлетворяют следующие дифференциальные уравнения

$$\ddot{\varphi}_1^* + \omega_0^2 \varphi_1^* = \frac{3\omega_0^2 \psi_0}{2} \cos(\omega_0 t) , \quad (12)$$

при начальных условиях $\varphi_1^*|_{t=0} = \dot{\varphi}_1^*|_{t=0} = 0$ и

$$\ddot{\varphi}_1^{**} + \omega_0^2 \varphi_1^{**} = \frac{5\omega_0^2 \psi_0}{2} \cos(3\omega_0 t) , \quad (13)$$

при начальных условиях $\varphi_1^{**}|_{t=0} = \dot{\varphi}_1^{**}|_{t=0} = 0$.

Из уравнений (12) и (13) видно, что их вид совпадает с видом уравнения вынужденных колебаний (1). Решение уравнения (12) соответствует решению уравнения вынужденных колебаний при резонансе (формула (3)):

$$\varphi_1^* = \frac{3\omega_0 \psi_0 t}{4} \sin \omega_0 t , \quad (14)$$

а решение уравнения (13) — формуле (2):

$$\varphi_1^{**} = \frac{5\psi_0}{8} \sin(2\omega_0 t) \sin \omega_0 t \quad (15)$$

(тут использована формула: $\cos \alpha - \cos \beta = -2 \sin \frac{\alpha+\beta}{2} \sin \frac{\alpha-\beta}{2}$).

Конечный вид решения уравнения (6) будет:

$$\varphi = \varphi_0 + \varepsilon \varphi_1^* + \varepsilon \varphi_1^{**} = \psi(t) \sin \omega_0 t ,$$

где

$$\psi(t) = \psi_0 \left[1 + \frac{3}{4} \varepsilon \omega_0 t + \frac{5}{8} \varepsilon \sin(2\omega_0 t) \right] . \quad (16)$$

Уравнение (16) описывает изменение во времени амплитуды математического маятника с периодически изменяющейся длиной для случая $\omega = 2\omega_0$. Так как третье слагаемое в выражении амплитуды периодическое и по абсолютному значению не превышает $\frac{5}{8}\epsilon$, то видно, что амплитуда $\psi(t)$ возрастает пропорционально времени. При этом надо учитывать, что полученный результат применим только тогда, когда $t \ll \frac{1}{\epsilon\omega_0}$, так как только в этом случае оправдан использованный нами метод приближений. Наконец надо отметить, что пренебрежение вторым слагаемым ($2ml\dot{\varphi}^2$) в уравнении движения (4), как это сделано в [6], приводит к существенному отклонению от истинного решения (16) уже в первом приближении по ϵ .

Для того, чтобы показать студентам разные подходы изучения одного и того же физического явления, желательно в дополнение к изложенному исследовать параметрический резонанс и качественно, исходя, например, из энергетических соображений. Последующее изложение основывается на схеме, приведенной в учебнике [4].

Рассматриваемое соотношение частот ($\omega = 2\omega_0$) означает, что в течение каждого периода колебаний маятник два раза удлиняется и два раза укорачивается. При этом удлинение маятника происходит в положении максимального отклонения, укорачивание — в равновесном положении.

Вычисляем работу, которую совершает внешняя сила, изменяющая длину маятника в течение одного периода колебаний, т.е. находим изменение энергии маятника во времени. При подъеме маятника на высоту a внешняя сила совершает работу против силы тяжести mg и центробежной силы mv_0^2/l_0 (v_0 — скорость маятника при прохождении положения равновесия):

$$A_1 = mga + \frac{mv_0^2}{l_0}a.$$

При опускании маятника в положение максимального отклонения на высоту $a \cos \psi$ (ψ — амплитуда колебаний маятника) работа внешней силы отрицательная:

$$A_2 = -mg a \cos \psi.$$

Изменение энергии маятника за один период колебаний равно полной работе внешней силы:

$$\Delta E = 2(A_1 - A_2) = 2a \left[mg(1 - \cos \psi) + \frac{mv_0^2}{l_0} \right].$$

Учитывая, что $\cos \psi = 1 - \psi^2/2$, когда $\psi \ll 1$, и $v_0 = l_0\psi\sqrt{g/l_0}$, получим после преобразований:

$$\Delta E = \frac{6a}{l_0} E,$$

где $E = mv_0^2/2$ – полная энергия маятника.

Отсюда можно вывести, что при периодическом изменении параметров системы в случае $\omega = 2\omega_0$ ее энергия увеличивается ($\Delta E > 0$); при этом видно, что этот рост за один период колебания пропорционален величине самой энергии (энергия растет по времени экспоненциально).

Считаем, что изложение параметрического резонанса в данном виде углубляет знания студентов не только о колебаниях вообще и конкретно о параметрическом резонансе, но дает также информацию и о разных методах изучения, применяемых в физике, в том числе о способах решения уравнений движения.

Предложенный материал может составить одну семинарную проблему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука, 1986. Т. I. 431 с.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. М.: Высшая школа, 1973. Т. I. 383 с.
3. Киттель Ч., Найт В., Рудерман М. Механика. М.: Наука, 1983. 446 с.
4. Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. Курс общей физики. М.: Наука, 1985. 384 с.
5. Matemaatika üldfüüsika kursuses. II. / Metoodiline materjal. Tallinn: ТРІ. 1087. Lk. 17–19.
6. Стрелков С.П. Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964. 437 с.

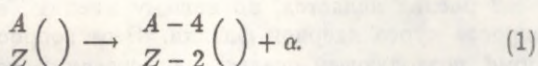
НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ В ПРЕПОДАВАНИИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Ю.Я. Лембра

В данной статье рассмотрим некоторые методические приемы в преподавании ядерной физики в рамках курса общей физики на базе учебника Сивухина [1]. Однако изложение ведется в СИ. При чтении надо различать знаки \sim и \propto . Первый из них обозначает равенство с точностью порядка величины, а второй — пропорциональную зависимость.

1. α -распад

α -распад протекает по схеме



С учетом факта, что $\alpha = \frac{4}{2}He$, обращаем внимание в схеме (1) на законы сохранения [2]. В нижних индексах этой схемы очевидным образом отражается закон сохранения электрического заряда. Чтобы получить идею к естественному обобщению отметим, что электрический заряд можно рассматривать как параметр, характеризующий способность частицы быть источником электромагнитного поля. До изложения радиоактивности обычно излагается раздел об основных свойствах атомных ядер. Там доказывается, что в строении ядер определяющую роль играют ядерные силы. В области радиуса своего действия ядерные силы значительно превосходят электромагнитные силы. Все взаимодействия, аналогичные ядерным силам, получили название сильных взаимодействий. Теперь удобно ввести параметр, характеризующий способность частицы быть источником сильных взаимодействий. Такой параметр принято называть барионным зарядом (обычно обозначается через B). Название происходит от греческого языка и связано с тем, что ненулевой барионный заряд присваивается тяжелым частицам, за исключением одного случая, который был обнаружен сравнительно недавно.

Так как протон и нейтрон одинаковым образом участвуют в ядерных силах, то должно быть $B(p) = B(n)$. По традиции выбирают $B(p) = B(n) = 1$. Таким образом, барионный заряд

атомного ядра ${}^A_Z(\)$ равен его массовому числу A . В связи с этим в верхних индексах схемы (1) отражается закон сохранения барионного заряда.

Может возникнуть вопрос, почему в схеме (1) не особо подчеркивается постоянство суммы массовых чисел. Ответ гласит так. Барионный заряд позволяет более широкое толкование. В последнем разделе курса ядерной физики выясняется, что существуют антибарионы с отрицательным барионным зарядом. Там же приводятся примеры превращений, в которых при сохранении барионного заряда уже не соблюдается условие постоянства суммы массовых чисел.

Как известно, для более подробного объяснения α -распада надо использовать теорию туннельного эффекта (см., напр., [1, с. 81]). Для вывода закона Гейгера-Неттола мы советуем применять метод, изложенный в [3, с. 31]. В нем используется предположение высокого барьера. Такое изложение значительно проще, чем предложенное в [1].

2. β -распад

β -распад является, по нашему мнению, одним из узловых вопросов курса ядерной физики. Этот вопрос надо излагать в форме, позволяющей сделать существенную подготовку для изложения последнего раздела курса, в котором изучаются свойства элементарных частиц. Поэтому представляет интерес рассмотрение альтернативных подходов.

Рассмотрим сперва свойства сплошного β -спектра. Введем функцию распределения β -частиц $f(W_\beta)$ по энергиям W_β согласно следующему определению: $f(W_\beta)dW_\beta$ есть вероятность испускания β -частицы за единицу времени в промежутке энергии $W_\beta, W_\beta + dW_\beta$. Тогда постоянная распада λ , как вероятность распада ядра за единицу времени, выражается по формуле

$$\lambda = \int_0^{W_{\max}} f(W_\beta)dW_\beta. \quad (2)$$

Если поделим обе части формулы (2) на λ , получим

$$\int_0^{W_{\max}} g(W_\beta)dW_\beta = 1, \quad (3)$$

где

$$g(W_\beta) = \frac{f(W_\beta)}{\lambda}. \quad (4)$$

Формула (3) позволяет величину $g(W_\beta)$ толковать как плотность вероятности для энергии β -частицы. Если использовать формулу теории вероятности $\bar{x} = \int x w dx$ (w — плотность вероятности), то можно вычислить среднюю энергию β -частицы из формулы

$$\bar{W}_\beta = \frac{1}{\lambda} \int_0^{W_{\beta \max}} W_\beta f(W_\beta) dW_\beta. \quad (5)$$

Если из эксперимента получена кривая $f(W_\beta)$, то в принципе можно величины λ и \bar{W}_β найти путем численного интегрирования по формулам (2) и (5).

Важными являются калориметрические опыты [1, с. 94], из которых вытекает, что в калориметре поглощаются лишь β -частицы, а нейтрино проходят через стенки калориметра. Так как стенки калориметра были толстыми, то данный факт говорит о том, что существует взаимодействие нового типа, которое протекает с очень малой интенсивностью. Такое взаимодействие стали называть слабым взаимодействием. Таким образом, имеем три взаимодействия для элементарных частиц: сильное, электромагнитное и слабое. Специфика нейтрино заключается в том, что оно взаимодействует со всеми остальными частицами только посредством слабого взаимодействия.

В связи с существованием слабого взаимодействия надо ввести соответствующий тип заряда. Параметр, который характеризует способность частицы быть источником поля слабых взаимодействий, называется лептонным зарядом (обычно обозначается через L). Название происходит от греческого языка. Связано оно с тем, что ненулевой лептонный заряд присваивается легким частицам, за исключением одного случая, который был обнаружен сравнительно недавно.

Чтобы количественно описать лептонный заряд, постараемся с учетом свойств нейтрино выписать элементарные процессы β -распада. На основе правила радиоактивного смещения β^+ -распад связан с превращением одного протона в нейтрон, при этом испускаются позитрон и нейтрино:



β^- -распад связан на основе правила смещения с превращением одного нейтрона в протон. Оказывается, что нейтральная частица, которая в этом случае испускается вместе с электроном, отличается от той нейтральной частицы, которая испускается вместе с позитроном. Электрически нейтральную частицу, которая испускается в слабом взаимодействии вместе с

электроном, стали называть антинейтрино (символ $\bar{\nu}$ или $\bar{\nu}$). Поэтому элементарный процесс β^- -распада протекает по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (7)$$

Отметим, что введение антинейтрино напоминает аналогию с позитроном, который толковали как античастицу электрона, а именно: позитрон отличается от электрона знаком электрического заряда. Аналогично антинейтрино отличается от нейтрино знаком лептонного заряда. Существует традиция, на основе которой $L(\nu) = 1$. Следовательно, $L(\bar{\nu}) = 1$.

Рассмотрим теперь схемы (6) и (7) с точки зрения сохранения лептонного заряда. Протон и нейтрон являются типично ядерными частицами, для них характерно сильное взаимодействие. Поэтому их лептонный заряд равен нулю. Так получим из (6) и (7) $L(e^+) = -1$ и $L(e^-) = 1$. Таким образом, позитрон как античастица электрона отличается от электрона знаком как электрического, так и лептонного заряда.

Для иллюстрации применения барионного (B), электрического (Q) и лептонного зарядов (L) приведем таблицу 1.

Таблица 1

	B	Q	L
p	1	1	0
n	1	0	0
e^-	0	-1	1
e^+	0	1	-1
ν	0	0	1
$\bar{\nu}$	0	0	-1

Студентам следует объяснить, что данная таблица выражает свойства природы, полученные из обобщения данных эксперимента. Методически здесь имеем пример ситуации, которая обычно встречается при введении новых понятий физики.

Если известны элементарные процессы (6) и (7), то для всего ядра ${}^A_Z(\quad)$ получим:

а) схему β^+ -распада

$${}^A_Z(\quad) \rightarrow {}^A_{Z-1}(\quad) + e^+ + \nu. \quad (8)$$

б) схему β^- -распада

$${}^A_Z(\quad) \rightarrow {}^A_{Z+1}(\quad) + e^- + \bar{\nu}. \quad (9)$$

На основе схемы (8) можно привести следующее словесное определение. β^+ -распад — это спонтанное превращение ядра, когда при постоянном массовом числе порядковый номер уменьшается на единицу и испускаются позитрон и нейтрино. Аналогично можно на основе схемы (9) составить определение β^- -распада.

Переходим теперь к изучению других следствий, вытекающих из элементарных схем (6) и (7).

Пусть мы хотим позитрон (e^+) перевести в левую часть. Тогда, пользуясь законами сохранения, надо в левую часть написать частицу, у которой $B = 0$, $Q = -1$, $L = 1$; т.е. на основе вышеприведенной таблицы надо в левую часть написать электрон (e^-). Так получим

$$p + e^- \rightarrow n + \nu. \quad (10)$$

Превращение (10) является основной разновидностью β^- -распада, которая называется электронным захватом.

Аналогично получим из (7)

$$n + e^+ \rightarrow p + \tilde{\nu}. \quad (11)$$

Далее допустим, что мы хотим в (6) нейтрино (ν) перенести в левую часть. Пользуясь законами сохранения, надо в левую часть написать частицу с $B = Q = 0$ и $L = -1$, т.е. антинейтрино. Итак

$$p + \tilde{\nu} \rightarrow n + e^+. \quad (12)$$

Аналогично получим из (7)

$$n + \nu \rightarrow p + e^-. \quad (13)$$

Схемы (12) и (13) являются важными с точки зрения регистрации нейтрино и антинейтрино. При этом надо напомнить, что нейтрино и антинейтрино взаимодействуют с веществом с малой интенсивностью. Поэтому для обнаружения превращений (12) и (13) надо иметь мощные пучки нейтрино и антинейтрино. Это удалось впервые сделать в 1956 г. на примере антинейтрино. К сожалению, ввиду сложности проблем ядерной физики при преподавании не всегда удается использовать линейный подход. Здесь надо из главы "Ядерные реакции" использовать тот результат, что ядерный реактор можно рассматривать также как источник антинейтрино. В той же главе выясняется, что Солнце является источником нейтрино, это подходит для обнаружения превращения (13).

В заключение этого раздела приведем основной известный до сих пор экспериментальный факт, свидетельствующий о том,

что нейтрино и антинейтрино действительно являются различными частицами. Это — отсутствие процесса

$$p + \nu \rightarrow n + e^+. \quad (14)$$

Этот процесс противоречит закону сохранения лептонного заряда: $0 + 1 \neq 0 - 1$.

Можно надеяться, что приведенные в этом разделе выкладки позволяют в главе “Элементарные частицы” более плавно перейти к изучению трех типов нейтрино.

3. γ -излучение ядер

В связи с излучением γ -излучения ядер надо знать свойства мультипольного излучения. В данном разделе мы приведем оценки вероятностей мультипольного излучения с помощью метода анализа размерностей.

Оценим сперва вероятность испускания фотона 2^l -польного электрического излучения в единицу времени. Введем для этой вероятности обозначение A_{El} , она имеет размерность s^{-1} . Поступаем аналогично [3, 4]. Естественно допустить, что величина A_{El} зависит от 2^l -польного электрического момента, который имеет порядок величины ea^l , где e — элементарный заряд, a — характерный линейный размер системы. Величина A_{El} зависит еще от длины волны фотона λ и постоянной Планка h . Так как размерности $[A_{El}]$, $[\lambda]$ и $[h]$ содержат размерности механических величин, а размерность $[ea^l]$ еще и размерность силы тока, то для того, чтобы без противоречий составить уравнения метода анализа размерностей, надо из величины ea^l создать комбинацию, размерность которой состоит только из размерностей механических величин. В системе СИ при образовании такой величины естественно использовать электрическую постоянную ϵ_0 . Таким образом, получим выражение $ea^l/\epsilon_0^{1/2}$, содержащее лишь размерности механических величин. В итоге согласно методу анализа размерностей положим

$$A_{El} \sim h^\alpha \lambda^\beta \left(\frac{ea}{\epsilon_0^{1/2}} \right)^\gamma, \quad (15)$$

где α , β и γ — искомые показатели степеней. Приравнивая в выражении (15) размерность левой и правой частей, получим систему уравнений для определения величин α , β и γ :

$$\left. \begin{aligned} \alpha + \frac{\gamma}{2} &= 0 \\ 2\alpha + \beta + \left(l + \frac{3}{2}\right) \gamma &= 0 \\ \alpha + \gamma &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Решение системы (16) дает $\alpha = -1$, $\beta = -(2l + 1)$ и $\gamma = 2$. Подставляя эти значения в (15), получим

$$A_{E1} \sim \frac{e^2 a^{2l}}{h \epsilon_0 \lambda^{2l+1}}. \quad (17)$$

Обозначим через A_{Ml} вероятность испускания фотона 2^l -польного магнитного излучения в единицу времени. Теперь можно написать

$$A_{Ml} \sim h^a \lambda^\beta \left(\mu_0^{1/2} \mu a^{l-1} \right)^7. \quad (18)$$

Здесь μa^{l-1} есть порядок величины 2^l -польного магнитного момента. В случае атомных ядер μ имеет порядок величины ядерного магнетона μ_N . Магнитная постоянная μ_0 введена в формулу (18) по той же причине, что и ранее введена величина ϵ_0 . Искомые показатели степеней в формуле (18) опять обозначены через α , β и γ . Вычисление показывает, что выражение в скобках (18) имеет такую же размерность, как в формуле (16). Поэтому для нахождения величин α , β и γ получается опять система (16). Следовательно, из (18) получим

$$A_{Ml} \sim \frac{\mu_0 \mu^2 a^{2(l-1)}}{h \lambda^{2l+1}}. \quad (19)$$

При одинаковой мультипольности найдем из (17) и (19) отношение

$$\frac{A_{Ml}}{A_{E1}} \sim \left(\frac{\mu}{eac} \right)^2, \quad (20)$$

где мы учитывали, что $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ (c — скорость света в вакууме). Таким образом, отношение A_{Ml}/A_{E1} не зависит от l . Для ядер надо положить $\mu \sim \mu_N$ и $a \sim R$ (R — радиус ядра). Так получим из (20)

$$\frac{A_{Ml}}{A_{E1}} \sim \left(\frac{h}{m_p R c} \right)^2 \sim 10^{-3}. \quad (21)$$

Для соседних мультипольностей получим из (17) и (19) отношения

$$\frac{A_{E,l+1}}{A_{E,l}} \sim \frac{A_{M,l+1}}{A_{M,l}} \sim \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2. \quad (22)$$

Если для ядер положим $a \sim R \sim 10^{-14}$ м и $\lambda \sim 10^{-12}$ м, то отношение (22) составляет $\sim 10^{-4}$.

Если учесть, что энергия перехода $E = hc/\lambda$ и $R \propto A^{1/3}$, где A – массовое число, то из (17) и (19) получим оценки Вайскопфа:

$$\left. \begin{aligned} A_{E,l} &\propto E^{2l+1} A^{2l/3} \\ A_{M,l} &\propto E^{2l+1} A^{2(l-1)/3} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

В заключение сделаем еще одно общее замечание относительно разделов 1–3 данной статьи. Изложение радиоактивности следует закончить резюме, в котором говорится, что α -излучение обусловлено сильным взаимодействием, β -излучение слабым, а γ -излучение электромагнитным взаимодействием.

4. Энергия порога превращения

Целесообразно привести формулу энергии порога превращения в общем случае уже при первом ознакомлении с процессами вынужденного типа. Автор данной статьи делает это после изложения основных свойств атомных ядер в разделе “Взаимодействие γ -излучения с веществом”.

Рассмотрим превращение

$$a_1 + a_2 \rightarrow a'_1 + a'_2 + \dots + a'_n, \quad (24)$$

где a_1 – падающая частица, a_2 – частица в мишени, a'_1, a'_2, \dots, a'_n – частицы, возникающие в результате превращения. Массы покоя этих частиц обозначим через $m_1, m_2, m'_1, m'_2, \dots, m'_n$ соответственно.

Энергия порога превращения (24) вычисляется из формулы

$$W_{th} = \frac{\left(\sum_{j=1}^n m'_j - m_1 - m_2\right) \left(\sum_{j=1}^n m'_j + m_1 + m_2\right) c^2}{2m_2}. \quad (25)$$

Здесь имеется в виду минимальная кинетическая энергия частицы a_1 для получения процесса (24) в системе отсчета, в которой частица a_2 покоится.

Вывод формулы (25) можно взять из [1, с. 211]. В случае недостатка лекционного времени желательно все же без вывода привести эту формулу и обращать внимание студентов на многочисленные применения этой формулы. Тем самым можно еще

раз подчеркнуть роль теории относительности в развитии ядерной физики.

Советуем аналогично [1, с. 212] формулу (25) использовать также для описания обычных ядерных реакций, протекающих в нерелятивистской области. Здесь можно привести еще другую иллюстрацию. В обычных ядерных реакциях антибарионы не образуются. Поэтому закон сохранения барионного заряда сводится к условию постоянства суммы массовых чисел до и после реакции. Отсюда вытекает, что выражение, стоящее в первых скобках формулы (25), принимает относительно малые значения. Это обстоятельство как раз указывает на малость значения W_{th} , т.е. на протекание процесса в нерелятивистской области.

Перейдем к рассмотрению примеров по использованию формулы (25), отсутствующих в [1]. Если протекает образование электронно-позитронной пары в поле атомного ядра, то имеем следующий частный случай из (24):

$$\gamma + \frac{A}{Z} () \rightarrow \frac{A}{Z} () + e^- + e^+, \quad (26)$$

а из (25) получим энергию порога

$$W_{th} = 2mc^2 \left(1 + \frac{m}{m_N} \right), \quad (27)$$

где m и m_N — массы покоя электрона и ядра соответственно.

При образовании пары в поле электрона

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+ \quad (28)$$

из (25) получим энергию порога

$$W_{th} = 4mc^2. \quad (29)$$

Из сравнения формул (27) и (29) вытекает, что при образовании электронно-позитронной пары в поле электрона энергия порога приблизительно в четыре раза больше, чем в поле атомного ядра.

Обычно в учебниках по какой-то неизвестной причине отсутствуют явные ссылки на схему (24) и формулу (25) при описании процессов, протекающих под действием первичного космического излучения в атмосфере Земли. Для этого надо в (24) положить $a_1 = p$ и $a_2 = {}^{14}_7N$ или ${}^{16}_8O$ (ядра в атмосфере Земли). Так как в спектре первичного космического излучения энергия протона может значительно превышать энергию покоя нуклона, то из (25) станет ясным, что под действием такого протона может протекать множественное образование частиц ($n \gg 1$ для (24)).

5. Формула Бете

Представим формулу Бете в виде

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K}{v^2}, \quad (30)$$

где E и v — кинетическая энергия и скорость тяжелой заряженной частицы на глубине x . Для величины K имеет место формула

$$K = \frac{nz^2e^4}{4\pi\epsilon_0^2m} \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (31)$$

в стандартных обозначениях (см. [1, с. 137, 138]).

В этом разделе мы приведем некоторые оценки, основанные на формуле Бете в том приближении, в котором пренебрегаем зависимостью логарифмического множителя от скорости частицы, т.е. рассмотрим величину K в формуле (30) как постоянную.

Если формулу (30) переписать в виде

$$dx = -\frac{v^2 dE}{K} \quad (32)$$

и учесть, что

$$E = \frac{Mv^2}{2}, \quad (33)$$

где M — масса покоя тяжелой заряженной частицы, то пробег частицы получим после интегрирования:

$$l = -\int_{v_0}^0 \frac{Mv^3 dv}{K} = \frac{4v_0^4}{4K}. \quad (34)$$

Здесь v_0 обозначает начальную скорость частицы.

В качестве первой иллюстрации рассмотрим ядерную реакцию $A(a, b)B$ при обычных условиях $m_A \gg m_a$ и $m_B \gg m_b$. Нашей целью является оценка пробегов частиц B и b в веществе мишени при условии, что частицы a имеют малую скорость.

Используем тот факт, что для всех ядер имеет место оценка $Z \simeq A/2$, где Z и A — порядковый номер и массовое число соответственно. В конце таблицы Менделеева это условие выполняется конечно хуже. Напомним, что согласно (31) величина K пропорциональна квадрату заряда тяжелой частицы. Так получим из (31), что

$$K = CA^2, \quad (35)$$

где C — новая постоянная в нашем приближении.

Используем еще оценку

$$M = Am_p . \quad (36)$$

Из (34)–(36) вытекает

$$l = \frac{m_p v_0^4}{4CA} . \quad (37)$$

Если иметь в виду оговорку относительно частиц a , то закон сохранения импульса для данной ядерной реакции дает

$$A_B v_{0B} = A_b v_{0b} . \quad (38)$$

Из (37) и (38) получим отношение

$$\frac{l_B}{l_b} = \left(\frac{A_b}{A_B} \right)^5 , \quad (39)$$

т.е. пробег частицы b значительно больше пробега частицы B . Это практически означает, что при принятых допущениях для ядерной реакции $A(a, b)B$ из мишени вылетают только легкие частицы b .

Следующие две иллюстрации имеют большей частью значение с точки зрения повторения курса механики при прохождении ядерной физики. Предполагая, что тяжелая частица движется по законам классической физики, найдем сперва ее среднюю скорость вдоль пробега.

Согласно классической физике имеем

$$v = \frac{dx}{dt} . \quad (40)$$

Из формул (30), (33) и (40) получим

$$dt = - \frac{Mv^2 dv}{K} . \quad (41)$$

Время движения τ тяжелой частицы вдоль пробега частицы найдем из формулы (41) путем интегрирования

$$\tau = - \int_{v_0}^0 \frac{Mv^2 dv}{K} = \frac{Mv_0^3}{3K} . \quad (42)$$

Из формул (34) и (42) вытекает

$$l = \frac{3v_0\tau}{4} . \quad (43)$$

Из формулы (43) получим искомую среднюю скорость

$$\bar{v} = \frac{3v_0}{4}. \quad (44)$$

Выясним еще, какую долю составляют время движения тяжелой заряженной частицы на последней n -ой части пробега от полного времени движения частицы в веществе. Обращаемся к рис. 1, на котором пробег $OF = l$, а последняя n -ая часть пробега есть отрезок $O'F = l/n$. Обозначим время движения частицы вдоль отрезка $O'F$ через τ . Тогда искомая доля есть τ/τ_0 .

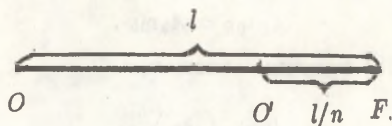


Рис. 1.

Из рис. 1 следует, что скорость частицы v_0 в точке O такова, что при этой скорости пробег

$$l = \frac{l}{n}. \quad (45)$$

Используя для штрихованных величин формулы (34) и (43), можем написать

$$\left. \begin{aligned} l &= \frac{M v_0^4}{4K} \\ l &= \frac{3v_0 \tau}{4} \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Комбинируя формулы (34), (43), (45) и (46), получим искомую долю

$$\frac{\tau}{\tau_0} = n^{3/4}. \quad (47)$$

Например, время преодоления последней трети пробега составляет 43,9 % от полного времени движения вдоль пробега.

6. Циклические ускорители

При общем компактном стиле изложения учебного материала [1] раздел о циклических ускорителях, по нашему мнению, не является совершенно удачным. Ниже мы покажем, как естественным образом получить классификацию циклических ускорителей.

Исходим из условия резонансного ускорения, требующего равенства периода обращения заряженной частицы и периода ускоряющего электрического поля

$$T = \frac{2\pi E}{qBc^2}, \quad (48)$$

где T – период ускоряющего электрического поля, B – индукция магнитного поля, q – заряд частицы, E – ее релятивистская энергия.

Еще надо учесть следующие известные формулы:

$$E = mc^2, \quad (49)$$

где m – масса движения;

$$E_0 = m_0c^2, \quad (50)$$

где m_0 – масса покоя;

$$E = W_{kin} + E_0, \quad (51)$$

где W_{kin} – кинетическая энергия;

$$E = \sqrt{(qBRc)^2 + E_0^2}, \quad (52)$$

где R – радиус кривизны траектории частицы;

$$v = \frac{2\pi R}{T}, \quad (53)$$

где v – скорость частицы;

Если учесть, что в формуле (48) величины s и q в принципе являются постоянными, то для выполнения условия резонансного ускорения имеются лишь четыре возможности, которые перечислены в таблице 2. От синхротрона и синхрофазотрона дополнительно требуется $R = const$ в целях уменьшения массы магнита. Свойства в третьем столбце таблицы очевидным образом вытекают из формул (48)–(53).

В данной статье мы использовали систему СИ при изложении ядерной физики в рамках курса общей физики. Мы сделали это по той причине, чтобы не возникло впечатление, будто система СИ не годится для ядерной физики. Ведь надо учесть, что часть студентов, даже из числа тех, которые окончили спецшколу, испытывают какой-то психологический барьер по отношению к изучению физики микромира. Для сравнения отметим, что обстоятельный учебник Шмутцера [6] по теоретической физике целиком опирается на систему СИ.

Таблица 2

Название ускорителя	Определение	Закономерности, вытекающие из определения
Циклотрон	$T = const$ $B = const$	$\frac{dR}{dt} > 0$ $E \simeq const$ $(W_{kin})_{max} \ll E_0$
Фазотрон	$B = const$	$T \sim E$ $\frac{dT_{\sim}}{dt} > 0$ $\frac{dR}{dt} > 0$
Синхротрон	$T = const$ $R = const$	$v = const \simeq c$ $B \sim E$ $\frac{dB}{dt} > 0$
Синхро-фазотрон	$T(t)$ $B(t)$ $R = const$	$\frac{dT_{\sim}}{dt} < 0, \frac{dB}{dt} > 0$ $\left \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} \right > \left \frac{1}{T_{\sim}} \frac{dT_{\sim}}{dt} \right $

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. М., 1989. Ч. 2: Ядерная физика.
2. Лембра Ю.Я. Об одном подходе при изложении радиоактивности // Тез. докл. X зонального совещания заведующих кафедрами и ведущих преподавателей по физике вузов Белоруссии, Латвии, Литвы, Эстонии и Калининградской области РСФСР. Гродно, 1989. С. 196-197.
3. Антонова И.А., Гончарова Н.Г., Живописцев Ф.А. Задачи по ядерной физике. М., 1979.
4. Лембра Ю.Я. Некоторые методические приемы при преподавании атомной физики. III // Методика преподавания физики в вузе. В помощь преподавателю. VI. Тарту, 1982. С. 25-35.
5. Атомные спектры: некоторые методические приемы и примеры // Ю.Я. Лембра. Тарту, 1985.
6. Schmutzger, E. Grundlagen der theoretischen Physik. Berlin, 1989. Т. I, II.

ОБ ИЗЛОЖЕНИИ ТЕМЫ “ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ” В КУРСЕ ФИЗИКИ ТЕХНИЧЕСКОГО ВУЗА

Р.-К.Р. Лойде, П.А. Суурварик

В данной статье мы подчеркиваем некоторые моменты при изложении курса элементарных частиц в минимально возможном объеме компактно и на современном уровне. При этом мы имеем в виду следующие основные принципы.

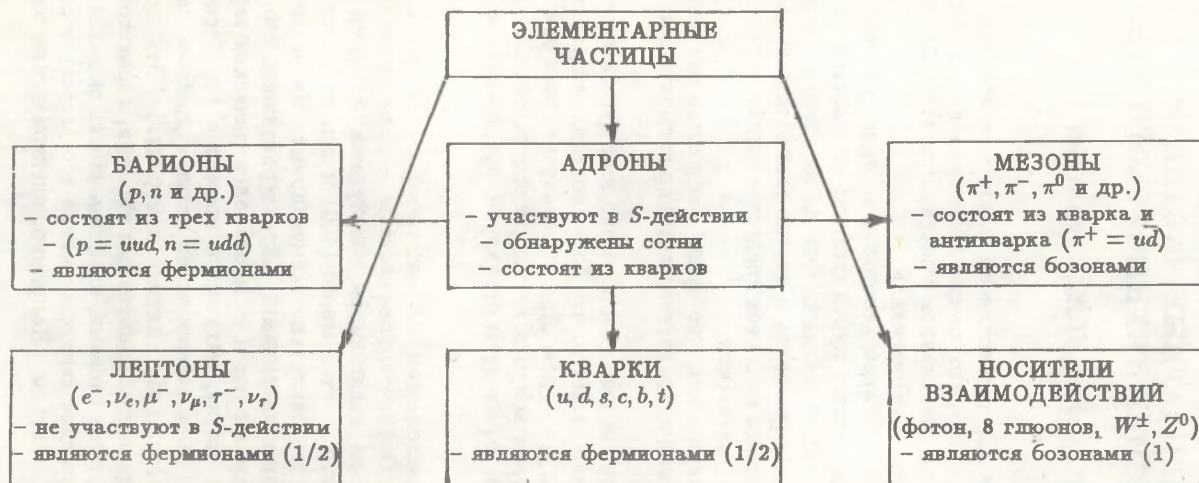
Во-первых, за основу берем некоторые частицы, уже частично известные из предыдущего курса физики; мы назовем их основными элементарными частицами. Исходя из этого мы можем в общих чертах охарактеризовать и другие элементарные частицы, т.к. основные частицы являются представителями определенных групп элементарных частиц.

Во-вторых, подчеркиваем, что среди множества элементарных частиц имеется малое количество истинно элементарных частиц.

Хотя на современном уровне и обширно этот курс изложен в учебниках [1, 2, 3], нам кажется, что более подходящей является предложенная структура курса. Для ее характеристики отметим только некоторые моменты курса в порядке его изложения. При этом в общих чертах мы следуем структуре, представленной на схеме (см. табл.).

1. **Общее определение элементарных частиц и их взаимодействия.** Элементарные частицы — это общее название микрочастиц, не являющихся молекулами, атомами или ядрами. Элементарных частиц много (400) и только малое количество из них — действительно элементарные. Их называют истинно элементарными частицами. Характеристиками свойств элементарной частицы являются ее масса, электрический заряд, спин, среднее время жизни, магнитный момент и т.д. Некоторые из этих величин выражаются через целые и дробные числа и некоторый множитель (как единица измерения). Эти целые или дробные числа являются квантовыми числами, характеризующими частицу. Другими словами, свойства частиц выражаются при помощи чисел, каждое квантовое число соответствует определенному свойству частицы. Например, электрический заряд

Таблица



ПОКОЛЕНИЯ ЧАСТИЦ			Эл. зар.
I	II	III	
e^-	μ^-	τ^-	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0
u	c	t	2/3
d	s	b	-1/3

частицы может быть $0, \pm 1, \frac{2}{3}$ и т.д. в единицах элементарного заряда. Спин $0, 1/2, 1$ и т.д., здесь опускается единица \hbar . Однако существует ли в природе элементарная масса неизвестно.

У всех частиц существует античастица с той же массой, спином, временем жизни, что и у частицы. Остальные квантовые числа (заряды) у них равны по величине, но противоположны знаками. Например, электрон и его античастица позитрон. Античастица отсутствует, например, у фотона, нейтронного пиона. Они не обладают никакими зарядами, такие частицы называются истинно нейтральными. Они сами являются своими античастицами. Частица и античастица могут аннигилировать при столкновении, и за счет их энергии возникают новые частицы. Например, электрон и позитрон могут аннигилировать, после чего возникают фотоны или другие частицы.

Во Вселенной преобладают частицы.

Стабильные и нестабильные частицы. Нестабильные частицы распадаются на другие, а стабильные нет. Принято считать, что масса элементарной частицы — всегда масса покоя. Масса частицы часто характеризуется в единицах энергии (эВ). На основе формулы эквивалентности массы и энергии. Например, масса протона $938,3$ МэВ корректно может быть представлена в виде $938,3$ МэВ/ c^2 . c — скорость света.

Элементарные частицы взаимодействуют между собой. Взаимопревращение в процессах взаимодействия — основное свойство элементарных частиц. Существует четыре взаимодействия: сильное (S), электромагнитное (E), слабое (W) и гравитационное (G). Эти взаимодействия можно охарактеризовать только в общих чертах. На квантовом уровне рассмотрим этот вопрос в пункте “носители взаимодействия”. В качестве примера напомним, что S — действие “склеивает” нейтроны и протоны в ядро, E — действие связывает электроны с ядром и W — действием обусловлен распад нейтрона. G — действием при малом количестве частиц можно пренебречь. Примерами макроскопических явлений, которые обусловлены разного вида взаимодействиями, являются α -радиоактивность (S — действие), β -радиоактивность (W — действие) и γ -радиоактивность (E — действие). Процессы S — действия протекают очень быстро и они дают самую сильную связь между частицами. Процессы E — действия протекают медленнее, и возникающие силы здесь слабее, чем при S — действиях. W — действие протекает еще медленнее и поэтому является самым слабым из всех. Надо указать их радиус действия.

Частицы, называемые адронами, участвуют в S — действии, а частицы, называемые лептонами, не участвуют в нем.

2. **Основные элементарные частицы.** Основными частицами являются электрон (e^-), протон (p), нейтрон (n), электронное нейтрино (ν_e), пион (π), фотон (γ). Эти частицы в какой-то мере уже известны из предыдущего курса. Можно привести характеристики этих частиц в виде таблицы. Здесь отметим только, что масса электрона и масса пиона соответственно в 1836 и 7 раз меньше массы протона, а масса нейтрона — немного больше. Фотон и нейтрино безмассовые. Стабильные частицы e^-, p, ν_e, γ не распадаются на другие частицы, нестабильные n и π распадаются. Например, n распадается на протон, электрон и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$); это обусловлено W^- — действием. В стабильном ядре n стабилен. Приведем еще некоторые источники или способы получения этих частиц:

Электроны. Получаем при помощи термоэмиссии, фотоэффекта и т.д.

Протоны — ядра водорода и являются основным компонентом в первичном космическом излучении.

Нейтроны. Среднее время жизни нейтрона ~ 15 мин. и вещество поглощает его еще быстрее. Поэтому свободные нейтроны в природе или в лаборатории возникают только при ядерных реакциях. Пример — цепная реакция.

Нейтрино. Нейтрино возникает при β -радиоактивности. Источниками нейтрино являются также атмосфера Земли и Солнце. Нейтрино, например, от Солнца пронизывают нас и днем и ночью, потому что Земля для них прозрачна.

Фотоны. Атом излучает фотон при переходе в состоянии с меньшей энергией. γ -радиоактивность и т.д.

Пионы. Они обеспечивают связь между нуклонами в ядре. Встречаются также в составе космического излучения.

Можно охарактеризовать и античастицы основных частиц. А также назвать взаимодействия, в которых принимают участие конкретные основные частицы. Например, n принимает участие в E -действии из-за магнитного момента. Теория требует распада протона и массу для нейтрино. При этом время жизни протона равняется 10^{32} года. Экспериментального подтверждения этих результатов пока нет.

3. **Лептоны и адроны.** Лептоны не участвуют в S -действии. Все они со спином $1/2$. Представителями лептонов являются электрон и его нейтрино. Лептонов только шесть $e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$. μ^-, τ^- нестабильные, с таким же зарядом, как у e^- , но более массивные. ν_μ, ν_τ соответственно их нейтрино. У лептонов лептонные числа (лептонный заряд) L_e, L_μ, L_τ . $L_e = 1$, у e^-, ν_e $L_e = -1$, у их античастиц $e^+, \bar{\nu}_e$, для остальных частиц $L_e = 0$. Числа L_μ, L_τ аналогичны для остальных лептонов.

Адроны. Участвуют в S -действии. Адронов много (~ 300). Ад-

роны разделяются на барионы и мезоны. Барионы являются фермионами. Представители барионов p и n . Самым легким барионом является p . У всех барионов барионное число (барионный заряд) равно 1 и антибарионов -1, у других частиц оно равно 0. Из p и n состоит основное вещество вокруг нас. Остальные адроны не входят в состав стабильного вещества. Они возникают при столкновении частиц, имеющих высокую энергию. Их источники — ускорители и космические лучи.

4. **Законы сохранения.** Во всех процессах взаимодействия действуют законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, барионного числа и трех лептонных чисел (L_e, L_μ, L_τ). Закон сохранения энергии при β -радиоактивности потребовал новую частицу, которой стало нейтрино. Распад свободного протона запрещает сохранение барионного заряда и закон сохранения энергии. Протон самый легкий барион. В ядре масса нейтрона меньше за счет потенциальной энергии, и распад протона возможен $p \rightarrow ne^+\nu$. Хорошим примером законов сохранения служит распад нейтрона $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}$. Закон сохранения барионного числа означает, что разница полного числа барионов и антибарионов всегда сохраняется. Отдельно сохраняется электронное лептонное число и другие. Сохранение электронного лептонного числа значит, что полное число электронов и электронных нейтрино минус полное число их античастиц остается всегда постоянным.

5. **Адроны — частицы, состоящие из кварков.** В настоящее время на основе экспериментов на известный опыт Резерфорда с α -частицами выяснено, что адроны имеют сложную структуру. Адроны состоят из других, более фундаментальных частиц — кварков. Барионы состоят из трех кварков и мезоны из кварка и антикварка.

Кварки. Известно шесть кварков разного типа (аромата): u, d, s, c, b, t ; их антикварки обозначаются соответственно $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}$. Барионное число кварков $1/3$ (антикварков — $1/3$). Электрические заряды кварков меньше элементарного заряда. Например, у u -кварка $2/3$ и у d -кварка $-1/3$. Спин кварков $1/2$. Обладают массами. S -действие между кварками обусловлено наличием у них цветовых зарядов. Имеются красный, зеленый и синий цветовой заряд. Кварк данного типа может иметь три разных состояния. Например, u_1, u_2, u_3 , где индексы соответствуют разным цветам. У антикварка — антицвет (сумма цвета и антицвета белая). Протон и нейтрон состоят из трех кварков $p = uud, n = udd$; мезон — из кварка и антикварка, например, $\pi^+ = u\bar{d}$. Состояние у кварков все время меняется, но цветовые заряды у адронов всегда отсутствуют. Цветовых частиц

вне адронов не обнаружено. При увеличении расстояния между кварками силы S -действия тоже увеличиваются. Поэтому при разделении, например, кварка и антикварка их потенциальная энергия увеличится, пока не станет возможным рождение нового пара кварк-антикварк. В результате этого возникает струя адронов.

6. Носители взаимодействия. Взаимодействия между элементарными частицами осуществляются путем обмена частиц, которые называются носителями взаимодействия. Представителем этой небольшой группы элементарных частиц является фотон (γ). Фотон — носитель E -действия. Носителями W -действия являются промежуточные бозоны W^+ , W^- , Z^0 . W^+ , W^- имеют заряды соответственно $(1, -1)$, Z^0 без заряда. Их масса примерно в 90 раз больше массы протона.

Носителями сильного взаимодействия являются 8 глюонов. Они безмассовые и имеют спин 1. Осуществляют сильное взаимодействие между кварками. Глюоны обладают цветным зарядом — цветные частицы. Это значит, что между глюонами действует сила такого же типа, что и между кварками. Например, электромагнитное взаимодействие между e^- и p осуществляется путем обмена фотонами, которые e^- , p испускают и поглощают. Чем больше сила, действующая на частицу или с которой она сама действует на другие частицы, тем больше фотонов данная частица испускает или поглощает. В общем случае это зависит от заряда частицы. Отметим, что при взаимодействии носители взаимодействия отличаются от реальных частиц. Они виртуальны. Это значит, что испускаемая виртуальная частица обязательно поглощается другой или той же частицей. Для виртуальных частиц не соблюдается соотношение $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$. Виртуальные частицы не наблюдаемы. Виртуальная частица может стать реальной только при получении энергии. Эдесь может возникнуть вопрос, почему носителями взаимодействия между нуклонами являются пионы, а не глюоны. Аналогично тому, как силы, которые связывают атомы в молекулы являются сложным проявлением электромагнитного взаимодействия, точно так же силы, связывающие нуклоны в ядре, — это сложное проявление сильного взаимодействия между кварками.

7. Истинно элементарные частицы. Истинно элементарные частицы не состоят из других частиц, они бесструктурные, точечные. Из этих частиц состоит вся Вселенная. Истинно элементарными частицами являются лептоны, кварки и носители взаимодействия. Из опыта выяснилось, что размеры электрона и других лептонов меньше, чем 10^{-18} м; при этом размер протона около 10^{-15} м. Впечатляет тот факт, что масса τ -лептона в два

раза больше, чем у протона, но размер его в 1000 раз меньше. Из опытов по рассеянию фотонов на свободных электронах известно, что электрон после столкновения с фотоном движется так, как если бы он столкнулся с частицей, обладающей энергией и импульсом. Примечательно, что число разного типа лептонов и кварков одинаково. Можно рассмотреть три поколения этих частиц (e^-, ν_e, u, d), (μ^-, ν_μ, c, s) и (τ^-, ν_τ, t, b). Из первого поколения в основном построена вся Вселенная.

8. Ранняя Вселенная и элементарные частицы. По современным представлениям можно составить сценарий развития Вселенной с возраста 5.10^{-44} с. Отметим только, что в промежутке времени до 10^{-10} с разделяются разные взаимодействия и с момента 10^{-10} с начинается образование адронов из кварков. Единое взаимодействие означает эквивалентность разных взаимодействий и частиц при сверхвысоких температурах.

Далее отметим некоторые моменты ранней Вселенной по стандартной модели [4], имея в виду элементарные частицы. Расширение Вселенной сопровождается падением ее температуры, а значит и энергии частиц.

В момент времени 0,01 с Вселенная была заполнена в основном электронами, позитронами и нейтрино с небольшой примесью — нуклонов. Число и энергия фотонов были такими же, как у электронов и нейтрино. Существовало также равновесие между аннигиляцией и рождением электрон-позитронных пар.

Все частицы и даже нейтрино находились в тепловом равновесии с другими частицами благодаря столкновениям друг с другом.

По истечении трех минут температура была уже достаточно низкой для возникновения ядерного синтеза. Большинство электронов и позитронов исчезло при аннигиляции, но температура не позволяет рождаться новым парам в прежнем количестве. Главными составными частицами являются фотоны и нейтрино. 34 минуты и 40 секунд — электроны и позитроны почти полностью исчезли. Осталось небольшое количество для уравновешивания заряда протонов. Все нуклоны находятся в ядрах или в виде протонов. Прошло 700 000 лет, и только тогда температура позволила образоваться атомам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Деглаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высш. шк., 1989. — 608 с.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика: Учеб. пособие для вузов. М.: Наука, 1989. Ч. 2: Ядерная физика. — 416 с.
3. Джанколи Д. Физика: В 2 т. М., 1989. Т. 2. 670 с.
4. Вайнберг С. Первые три минуты. М.: Энергоиздат, 1981. — 208 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗЕЙ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ И СПЕЦПРЕДМЕТОВ

Чаба Фэёш

Группа методики Будапештского технического университета (БТУ) изучала *базирование спецпредметов на основе физики*. На втором этапе был создан *механизм гибкого корректирования акцентов физики*. Для построения моделей на строительном факультете БТУ было исследовано соотношение физики с некоторыми спецпредметами (*A* — стальные конструкции, *B* — строительные конструкции, *C* — железобетонные конструкции, *D* — лабораторные работы по исследованию конструкции). В данной работе излагается методика, базирующаяся на граф-матрицах, учитывая связи между предметами по содержанию.

1. Оценивание связей преподавания физики и спецпредметов

Преподавание физики разделено на шесть частей: механика, материаловедение, теплота, физика твердого тела, электричество, электротехника. На основе конспектов, лабораторных и зачетных руководств и материалов определены 155 теоретических единиц — *базы предмета*. Существующие связи между темами изображены в виде графа. В узлах графа находятся *базы*, а *стрелки* указывают направление связей. Если \underline{a} — одна база физики, \underline{b} — другая и связь между ними такая, что \underline{b} базируется на знаниях \underline{a} , т.е. \underline{a} генерирует \underline{b} , то это можно изобразить направленным графом:



Рис. 1. Направленный граф.

Материалы физики сгруппированы. Первую группу образуют *базы*, из которых информация выходит (из узла графа выходит стрелка, но в него не входит ни одна). Такие базы не строятся ни на одной другой. Они названы *фундаментальными базами*. Другую группу составляют *базы*, имеющие как входящие, так и выходящие стрелки. Они названы *трансферальными*.

ми (передаточными) базами. Третья группа — базы, в которые стрелки только входят. Они названы **целевыми базами**. После определения внутренних связей физики по содержанию, установлены связи между базами и спецпредметами A, B, C, D . Проанализировано 18 предметов, читаемых в одном семестре, и определены знания, генерируемые 155 базами физики. Последовало дополнение графа связей физики четырьмя узлами спецпредметов. Расширение графа произведено следующим образом: если i — одна из баз физики и A — такой спецпредмет, преподавание которого опирается на эту базу, то связь дана следующим графом:

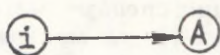


Рис. 2. Граф: база физики — спецпредмет.

На рисунке 3 показана часть графа связей.

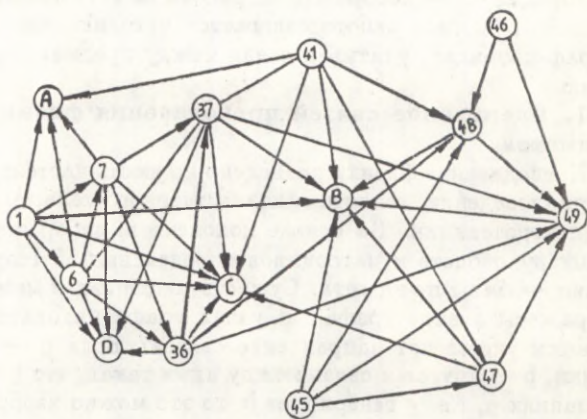


Рис. 3. Часть графа связей.

Узлы, обозначенные номерами баз физики, имеют такое содержание:

1. Сила, понятие силового поля, законы Ньютона.
6. Работа и мощность.
7. Консервативные силы, потенциал, потенциальная энергия.
36. Внутренняя энергия, энергия при температуре абсолютного нуля.
37. I закон термодинамики.
41. II закон термодинамики.
45. Переходные процессы.

46. Экстенсивные и интенсивные параметры.
47. Теплопроводность.
48. Уравнение Фурье для теплопроводности.
49. Стационарное распределение температуры для управляемого теплового потока.

Внутренние по физике и внешние по спецпредметам связи баз неодинаковой силы. Значение баз для некоторых предметов больше, для других меньше. По значению для баз введены следующие уровни:

4 уровень — *уровень творческого использования*, 3 уровень — *уровень оперативного использования*, 2 уровень — *репродуктивный*, 1 уровень — *рецептивный*, 0 уровень — нет необходимости в предмете с таким уровнем.

Значения уровней можно представить числами на стрелках графа связей. Эти числа, названные индексом требований K_i , указывают уровень требований для преподавания базы. На рис. 4 индекс требований базы 37 $K_{37} = 3$.

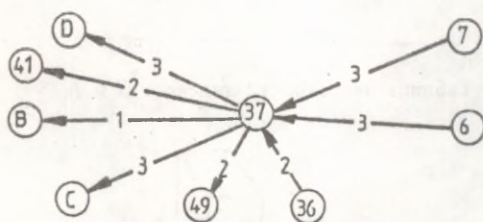


Рис. 4. Определение индекса требований.

Реальное обучение достигает некоторых кажущихся уровней, соблюдая центр сложности преподавания. На основе достигнутого введен индекс сложности S_i , который характеризует численно уровень внутренних связей i -той базы и может принимать следующие значения: 4, 3, 2, 1, 0. Для достижения максимально необходимых значений внешних и внутренних уровней должно выполняться для произвольной базы следующее условие: $S_i = K_i$; $i = 1, 2, \dots, n$. Исследования показали, что это равенство не выполняется для произвольной базы. Наблюдаются отклонения между преподаванием физики и требованиями спецпредметов. Характер и величина отклонений исследованы при рассмотрении функций распределения индексов S и K , вычисляя корреляцию и исследуя связи между S и K .

Спецпредметы требуют более высокого уровня преподавания *электротехники* и *теплоты* по сравнению с существующим. Это охарактеризовано значениями коэффициента корреляции r и коэффициента связи c . ($r = 0,54, c = 0,53$). Значения коэффи-

циентов показывают, что связи между преподаванием спецпредметов и физикой инженерам-строителям достаточно слабы. Из таблицы связей найдены базы, где отклонения были наибольшими. Таблица и гистограмма показывают частоты появления S и K :

						S
	21	7	8	14	5	0
	2	19	5	4	3	1
	2	1	16	1	4	2
	1	0	0	12	1	3
	1	0	2	3	23	4
K	0	1	2	3	4	

Рис. 5. Таблица частотности индексов S и K .

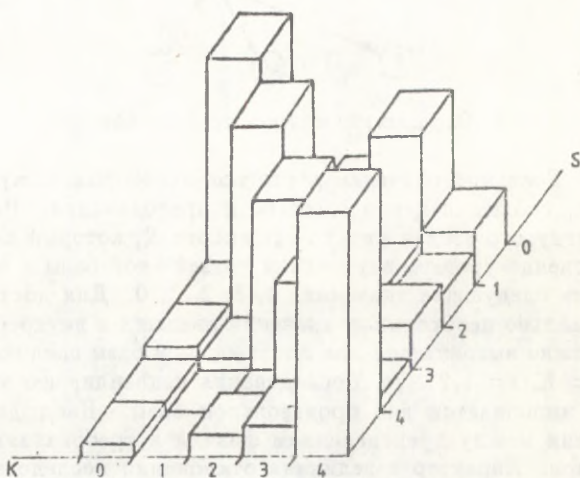


Рис. 6. Гистограмма частотности индексов S и K .

Ячейки, которые находятся вне основной диагонали, указывают на некоординированные уровни баз физики. Видно, что большинство баз находятся на основной диагонали. Они указывают на правильно избранный уровень преподавания.

II Модель, ориентированная на требования преподавания физики

Во второй части работы базы физики систематизировались и координировались по требованиям. На основе граф — матриц разработан координирующий алгоритм, который приведен ниже. Пусть a, b, c, d, e, f — единицы базовой системы физики (6 баз) и A, B, C, D — четыре исследуемых спецпредмета. Связи между ними приведены на графе (рис. 7).

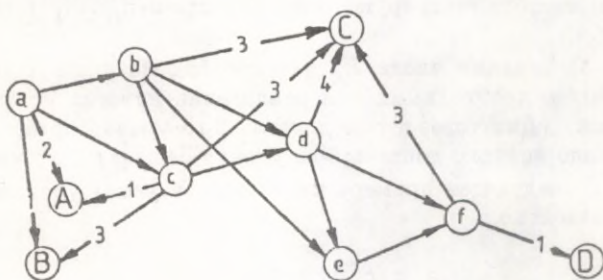


Рис. 7. Граф: физика — спецпредметы.

Необходимо исследовать уровни, определяющие требования к преподаванию. Вышепостроенный граф представлен в виде матрицы размером 6×10 .

	a	b	c	d	e	f	A	B	C	D
a	0	x	x	0	0	0	2	1	0	0
b	0	0	x	x	x	0	0	0	3	0
c	0	0	0	x	0	0	1	3	3	0
d	0	0	0	0	x	x	0	0	4	0
e	0	0	0	0	0	x	0	0	0	0
f	0	0	0	0	0	0	0	0	3	1

$K_e = ?$
 $K_f = 3$

Рис. 8. Матрица связей.

Рассматривая базу f — как целевую, определяют уровень преподавания физики требованиями, предъявленными спецпредметами. Индексы требований фундаментальных и трансферальных баз определяются связью между спецпредметами и физикой. Например, на знании базы e не строится ни один из спецпредметов, но она должна остаться частью физики, т.к. она генерирует базу f , на которой строится спецпредмет C на 3-ем уровне и спецпредмет D на 1-ом уровне. С помощью координирующего алгоритма определены значения элементов матрицы X и в каждой строке элемент с наибольшим значением, величина которого

соответствует численному значению уровня требований к преподаванию базы.

Шаги координирующего алгоритма следующие:

1) Найдем из последней n -ой строки (представляющей собой целевую базу) матрицы элемент с наибольшим значением. Это число определяет индекс требований K_n базы n (в нашем примере $K_f = 3$).

2) Рассмотрим числа в n -ом столбце матрицы X . Базы в этом столбце генерируют базу n (например, базу f генерируют d и e).

3) Заменяем числа K_n n -го столбца матрицы X значениями уровня, необходимых для реализации нужных уровней требований. (Для того, чтобы достичь 3-го уровня требований базы f , надо вначале достичь 2-го уровня базы d и 1-го уровня базы e). В следующем примере численные значения уровней выбраны произвольно.

	a	b	c	d	e	f	A	B	C	D	
a	0	x	ж	0	0	0	2	1	0	0	
b	0	0	x	x	x	0	0	0	3	0	
c	0	0	0	x	0	0	1	3	3	0	
d	0	0	0	0	x	2	0	0	4	0	$K_d = ?$
e	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	$K_e = 1$
f	0	0	0	0	0	0	0	0	3	1	$K_f = 3$

Рис. 9. Индексы требований целевых баз.

4) Повторим алгоритм 1, 2, 3 для $(n-1)$ -ой строки и столбца. Продолжим алгоритм до тех пор, пока $n = 1$. Таким образом, можно определить уровни требований для всех баз.

	a	b	c	d	e	f	A	B	C	D	
a	0	2	1	0	0	0	2	1	0	0	$K_a = 2$
b	0	0	2	2	3	0	0	0	3	0	$K_b = 3$
c	0	0	0	2	0	0	1	3	3	0	$K_c = 3$
d	0	0	0	0	3	2	0	0	4	0	$K_d = 4$
e	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	$K_e = 1$
f	0	0	0	0	0	0	0	0	3	1	$K_f = 3$

Рис. 10. Индексы требований для преподавания физики.

При помощи алгоритма, определяющего уровни требований, можно установить, какая из баз физики для какого предмета не нужна (в этом случае $K = 0$) или какие знания физики необходимо еще добавить в базу (число строк и столбцов увеличивается). Алгоритм позволяет учитывать требования произвольного числа спецпредметов (число столбцов можно изменить).

При помощи данного алгоритма удалось упорядочить преподавание одной главы физики для инженеров-строителей. Выяснилось, что из 37 баз электротехники необходимо было скорректировать 22. Было выявлено 5 баз, которые преподавались, но не использовались ни в спецпредметах, ни в последующем преподавании физики. Не хватало 8 баз, необходимых для преподавания.

Учитывая изменение требований к предметам и их преподаванию, можно с помощью ЭВМ построить оптимальную систему базирования предметов друг на друга.

Примечание: Перевод с венгерского с разрешения автора выполнил А. Силас (Таллинский технический университет).

СОДЕРЖАНИЕ

1. Я.И. Сальм. Дополнения к лабораторной работе по изучению столкновения упругих шаров	3
2. Р.И. Манкин, Э.К. Рейтер. Об изложении параметрического резонанса в курсе общей физики	7
3. Ю.Я. Лембра. Некоторые методические приемы в преподавании ядерной физики	13
4. Р.-К.Р. Лойде, А.П. Суурварик. Об изложении темы "Элементарные частицы" в курсе физики технического вуза	27
5. Чаба Фэёш. Исследование связей преподавания физики и спецпредметов	35

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ В ВУЗЕ.

В помощь преподавателю XV.

На русском языке.

Тартуский университет.

ЭР, 202400, г. Тарту, ул. Юликооли, 18.

Ответственный редактор Ю. Лембра.

Корректор Л. Оноприенко.

Подписано к печати 19.02.1991.

Формат 60×84/16.

Бумага ротаторная.

Шрифт: Роман. Ротапринт.

Условно-печатных листов 2,56.

Учетно-издательских листов 2,66.

Печатных листов 2,75.

Тираж 100.

Заказ 72.

Цена 1 руб.

Типография ТУ, ЭР, 202400, г. Тарту, ул. Тийги, 78.

1 руб.