

ПРЕВРАЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВО

С. П. ДЕНИСОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

TRANSFORMATION OF RADIATION INTO MATTER

S. P. DENISOV

The transformation of high energy photons into an electron and a positron in the Coulomb field of nuclei and electrons is described. Then, the conditions of photon transition into virtual particles are discussed and the experimental data confirming such a process are presented.

Рассмотрена реакция превращения фотона высоких энергий в электрон и позитрон в кулоновском поле ядер и электронов. Затем обсуждены условия перехода фотона в виртуальные частицы и приведены экспериментальные данные, подтверждающие, что такой процесс действительно имеет место.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что электромагнитное излучение существует в виде квантов (γ -квантов или фотонов). Энергия кванта $hv = \hbar\omega$, где h – постоянная Планка, ν – частота кванта, $\hbar = h/(2\pi)$ и $\omega = 2\pi\nu$. Энергию будем выражать в электронвольтах (1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж – энергия, приобретаемая электроном при прохождении разности потенциалов 1 В). В качестве единиц энергии будут использоваться также производные от электронвольта: 1 кэВ = 10^3 эВ, 1 МэВ = 10^6 эВ, 1 ГэВ = 10^9 эВ. Импульс фотона равен hv/c , где c – скорость света. Он будет измеряться в эВ/с, кэВ/с и т.д.

При прохождении через вещество фотоны взаимодействуют с атомами вещества. При низких энергиях (меньше ~50 кэВ для атомов с малым порядковым номером Z и меньше ~500 кэВ для атомов с большими Z) основной реакцией является фотоэффект, который заключается в выбивании электрона из атома при поглощении последним фотона. Энергия электрона равна $hv - E_b$, где E_b – энергия связи электрона в атоме. Фотоэффект был открыт в 1887 году немецким физиком Г. Герцем и исследован русским ученым А.Г. Столетовым в 1888–1890 годах. В настоящее время он широко используется в науке и технике для преобразования световых потоков в потоки электронов. С созданием высокоинтенсивных лазерных пучков света появилась возможность наблюдать многофотонную и тунNELьную ионизацию. Теория многофотонной ионизации была создана Л.В. Келдышем в 1964 году. Годом позже это явление было впервые экспериментально обнаружено Г.С. Вороновым и Н.Б. Делоне. Подробнее о взаимодействии лазерного излучения с атомами можно прочитать в работах [1, 2].

С ростом энергии фотона вероятность его поглощения атомом уменьшается и основной реакцией становится рассеяние фотонов на электронах атомов, или комптон-эффект, открытый американским физиком А.Х. Комптоном в 1922 году. Комптон-эффект доминирует в области энергий от ~50 кэВ до ~15 МэВ для атомов с малым Z и от ~500 кэВ до ~5 МэВ для атомов с большим Z . При таких значениях энергии можно преебречь энергией связи электрона в атоме и закон

ФИЗИКА

сохранения энергии записать в виде $h\nu = h\nu' + E$ ($h\nu$ и $h\nu'$ – энергии фотона до и после рассеяния, E – энергия выбитого из атома электрона). Как фотоэффект, так и комптон-эффект явились доказательством квантовой природы электромагнитных волн.

С увеличением энергии фотона вероятность комптон-эффекта убывает пропорционально $[\ln(h\nu)]/(h\nu)$ и на смену ему приходит новый процесс – процесс превращения фотона в электрон и позитрон в кулоновском поле ядер и электронов.

2. ПРЕВРАЩЕНИЕ ФОТОНА В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННУЮ ПАРУ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ

Прежде всего заметим, что превращение фотона в пару электрон + позитрон не может произойти в вакууме из-за нарушения законов сохранения энергии и импульса. Самый простой способ убедиться в этом следующий. Для электрона и позитрона, как и для разлетающихся биллиардных шаров, всегда существует система координат, движущаяся относительно лабораторной системы, в которой суммарный импульс этих частиц равен нулю:

$$\sum_i \vec{p}_i = \vec{p}^+ + \vec{p}^- = 0.$$

Система координат, в которой выполняется условие $\sum_i \vec{p}_i = 0$, где суммирование производится по импульсам всех частиц, называется системой центра масс (или центра инерции) этой совокупности частиц. В силу закона сохранения импульса импульс фотона в системе центра масс электрона и позитрона также равен нулю. Но фотон с нулевым импульсом существовать не может. Таким образом, мы пришли к противоречию и, следовательно, процесс $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ в вакууме невозможен. Чтобы он произошел, в нем должна принимать участие по крайней мере еще одна частица, которой передается часть импульса фотона. Такой частицей могут быть, например, ядро или электрон атома вещества, через которое пролетает фотон.

Рассмотрим процесс превращения фотона в электрон-позитронную пару в кулоновском поле ядра с зарядом Z : $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$. С точки зрения современных представлений кулоновское поле ядра представляет собой облако из так называемых виртуальных фотонов, которые непрерывно излучаются и поглощаются ядром. Виртуальными они называются потому, что излучаются с нарушением закона сохранения энергии и, следовательно, могут существовать лишь ограниченное время Δt , определяемое известным из квантовой механики соотношением неопределенности Гейзенберга

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (17)$$

которое утверждает, что если некоторый процесс длится время Δt , то погрешность ΔE в определении баланса энергии в нем не может быть меньше $\hbar/\Delta t$. Например, если частица живет время Δt , то ее энергия покоя mc^2 не может быть измерена с точностью лучше $\hbar/\Delta t$. Больше информации о соотношениях неопределенности можно почерпнуть в статье [3].

Рассмотрим процесс излучения виртуального фотона ядром подробнее. Пусть покоящееся ядро с массой M излучает фотон с энергией $h\nu_v$. При этом в силу закона сохранения импульса оно приобретает импульс отдачи $h\nu_v/c$. Дальше нас будут интересовать энергии $h\nu_v \ll Mc^2$. В этом случае кинетическая энергия ядра $T = (h\nu_v)^2/(2Mc^2)$ оказывается много меньше $h\nu_v$, полный дисбаланс ΔE энергии до и после излучения виртуального фотона можно считать равным $h\nu_v$ и формула (1) приобретает вид

$$h\nu_v \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (18)$$

Теперь картину образования фотоном пары e^+e^- можно представить следующим образом (рис. 1). Фотон, пролетая на прицельном расстоянии b от ядра Z , может с определенной вероятностью взаимодействовать с одним или несколькими виртуальными фотонами так, что все они превратятся в электрон-позитронную пару, а ядро получит энергию отдачи T . Конечно, это качественная картина. Количественные соотношения можно получить только используя весьма сложный аппарат квантовой электродинамики. Они оказываются сравнительно простыми для случая одного виртуального фотона (так называемое борновское приближение) и в областях малых ($E_\gamma \ll 100$ МэВ) и больших ($E_\gamma \gg 100$ МэВ) значений энергии реального фотона. Впервые вычисления были выполнены известными физиками Х. Бете и В. Гайтлером в 1934 году.

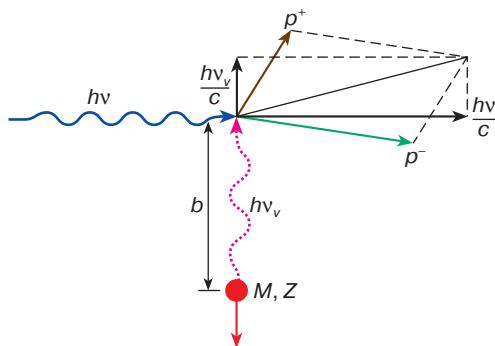


Рис. 1. Превращение фотона $h\nu$ в e^+e^- -пару с импульсами p^+ и p^- при взаимодействии с виртуальным фотоном $h\nu_v$ кулоновского поля ядра с массой M и зарядом Z

ФИЗИКА

Вероятность dW образования фотоном пары e^+e^- в тонком слое вещества пропорциональна толщине слоя dx и числу n атомов в 1 см³:

$$dW = \sigma \cdot n \cdot dx. \quad (19)$$

Коэффициент пропорциональности σ имеет размерность см² и носит название поперечного сечения (или просто сечения) рассматриваемой реакции. Для области больших энергий формула для сечения образования e^+e^- -пар в кулоновском поле ядер выглядит так:

$$\sigma_n = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{54} \right). \quad (20)$$

В этой формуле $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ – так называемая постоянная тонкой структуры, $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2,818 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона (e и m_e – заряд и масса электрона). Формула (4) справедлива при выполнении неравенства $\alpha Z \ll 1$, которое представляет собой условие применимости борновского приближения. Таким образом, для ядер с большими Z формулу (4) надо использовать с осторожностью. Отметим, что сечение σ_n не зависит от энергии.

Проходя через вещество, фотоны взаимодействуют не только с ядрами, но и с электронами. Формула для сечения σ_e образования e^+e^- -пар на электронах похожа на (4). Основное отличие состоит в том, что для электрона $Z^2 = 1$, но зато число электронов в 1 см³ равно Zn . Таким образом, для электронов с хорошим приближением можно использовать формулу (4) с заменой $Z^2 \rightarrow Z$. Полное сечение, учитывающее превращение фотона в e^+e^- -пару в кулоновских полях как ядер, так и электронов,

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_e = 4\alpha r_e^2 \cdot Z(Z+1) \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{54} \right). \quad (21)$$

Например, для железа ($Z = 26$) $\sigma = 5,25 \cdot 10^{-24}$ см². Единица поперечного сечения, равная 10^{-24} см², носит название барн и обозначается: б. Подставив (5) в (3), получим

$$dW = 4\alpha r_e^2 \cdot Z(Z+1)n \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{54} \right) dx.$$

Введем новую единицу длины X_0 :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 Z(Z+1)n \ln \frac{183}{Z^{1/3}}. \quad (22)$$

X_0 называется единицей радиационной длины. Она играет фундаментальную роль в физике высоких энергий. Используя определение (6) и пренебрегая вторым слагаемым в скобках формулы (5), которое составляет менее 1% от первого, запишем выражение для плотности вероятности dW в виде

$$dW = \frac{7}{9} \cdot \frac{dx}{X_0}. \quad (23)$$

Пусть теперь фотон движется в толстом слое вещества. Найдем вероятность $W(x)$ образования пары e^+e^- до глубины x . Если энергия фотона такова (см. выше), что всеми процессами, кроме превращения фотона в электрон и позитрон, можно пренебречь, то вероятность образования e^+e^- в слое $x \div x + dx$ равна произведению вероятности $1 - W(x)$ фотону сохраниться до глубины x и вероятности dW (7) превратиться в пару e^+e^- в слое dx :

$$dW(x) = \frac{7}{9} \frac{dx}{X_0} [1 - W(x)]$$

или

$$\frac{dW(x)}{1 - W(x)} = \frac{7}{9} \frac{dx}{X_0}.$$

Интегрируя левую и правые части последнего уравнения, получим

$$\ln [1 - W(x)] = -\frac{7}{9} \frac{x}{X_0} + C.$$

Из граничного условия $W(x=0) = 0$ следует, что константа интегрирования $C = 0$, и окончательная формула для $W(x)$ принимает вид

$$W(x) = 1 - e^{-\frac{7x}{9X_0}}.$$

Найдем среднее значение \bar{x} пути фотона высокой энергии до образования e^+e^- -пары. По правилам теории вероятности

$$\bar{x} = \int_0^\infty x \frac{dW(x)}{dx} dx = \frac{9}{7} X_0. \quad (24)$$

Введение понятия радиационной длины вещества оправдано тем, что позволяет упростить многие формулы, описывающие электромагнитные взаимодействия в области высоких энергий. Значения X_0 для некоторых веществ приведены в табл. 1.

Из таблицы и формулы (8) следует, что \bar{x} , например, для алюминия ($Z=13$) равно 11,4 см, а для свинца ($Z=82$) – всего 7,2 мм. Таким образом, попав в блок свинца, фотон с энергией ≥ 1 ГэВ в среднем пролетит 7,2 мм до превращения в электрон и позитрон.

Рассмотрим теперь, с какими энергиями образуются электроны и позитроны или, как говорят, каково их энергетическое распределение. Как показали Х.А. Бете и В. Гайтлер, в рассматриваемой нами области высоких энергий процесс превращения фотона в пару e^+e^- происходит в основном при значениях прицельного

Таблица 1. Радиационные единицы длины некоторых веществ

Вещество	X_0 , см
Be	35,3
C	18,8
Al	8,9
Fe	1,76
Pb	0,56

параметра b (см. рис. 1) больше среднего радиуса экранирования атома $a_0 Z^{-1/3}$, где $a_0 = r_e / \alpha^2 = 5,3 \cdot 10^{-9}$ см – так называемый боровский радиус. Например, для железа процесс образования e^+e^- -пар будет происходить при $b \geq 1,8 \cdot 10^{-9}$ см. Такие расстояния виртуальный фотон покроет за время $\Delta t = b/c \geq 6 \cdot 10^{-20}$ с. Заменив в последней формуле и соотношении (2) знаки неравенства на равенство, в качестве оценки характерной энергии виртуальных фотонов, участвующих в образовании e^+e^- -пар, получим величину $h\nu_v \approx \hbar/\Delta t = 11$ кэВ ($\hbar = 6,6 \cdot 10^{-22}$ МэВ · с), что много меньше энергии покоя не только любого ядра, но и электрона. В соответствии с изложенным выше в этом случае можно пренебречь энергией отдачи ядер и электронов и закон сохранения энергии записать в виде $\hbar\nu = E^+ + E^-$, где E^+ и E^- – энергии позитрона и электрона. Вычисления, выполненные в борновском приближении, показывают, что распределение энергии фотона между электроном и позитроном не зависит от знака заряда частицы. Оно показано на рис. 2.

Точная формула для углового распределения электрона и позитрона относительно направления движения фотона имеет весьма сложный вид. Но для среднего угла справедливо простое выражение $\bar{\theta}^\pm = m_e c^2 / E^\pm$. Следовательно, при $E^\pm \gg m_e c^2$ электроны и позитроны летят в узком конусе вперед относительно траектории фотона.

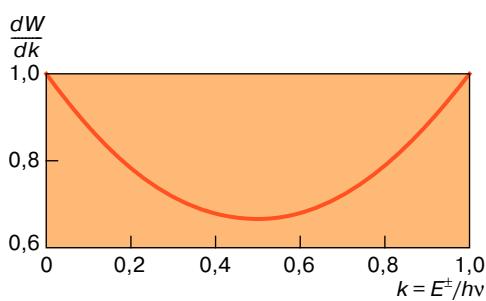


Рис. 2. Дифференциальная вероятность образования e^+e^- -пары на одной радиационной длине с передачей электрону или позитрону энергии E^\pm

Выше были рассмотрены характеристики процесса превращения фотона в электрон-позитронную пару в кулоновском поле ядер и электронов. Аналогичным образом фотон может превращаться в любую пару частица-античастица (например, в μ^+ - и μ^- -мезоны, протон и антипротон и т.д.), если его энергия достаточно велика. Формулы для сечений этих реакций похожи на (5). Главное отличие состоит в том, что в выражении для классического радиуса вместо m_e нужно подставить массу соответствующей частицы, то есть сечение реакции обратно пропорционально квадрату массы частицы. Самой легкой частицей после электрона является μ -мезон, который в 210 раз тяжелее электрона. Следовательно, вероятность превращения фотона в $\mu^+\mu^-$ -пару примерно в 40 тыс. раз меньше, чем в пару e^+e^- . Поэтому при рассмотрении взаимодействий фотонов с веществом, как правило, учитывают образование только электронов и позитронов.

3. ПРЕВРАЩЕНИЕ ФОТОНОВ В ВИРТУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ. ФОТОРОЖДЕНИЕ АДРОНОВ

В разделе 2 было показано, что летящий в вакууме фотон не может превратиться в реальные частицы из-за нарушения закона сохранения энергии. Но там же упоминалось, что нарушение закона сохранения энергии на величину ΔE заметить нельзя, если оно происходит за время Δt , определяемое соотношением неопределенности (1). Поэтому переход фотона в виртуальные частицы в вакууме, вообще говоря, возможен.

Вычислим, на сколько нарушается закон сохранения энергии при превращении фотона в частицу V с массой m_v в вакууме. Согласно закону сохранения импульса, импульс p_v частицы должен быть равен импульсу фотона $h\nu/c$. Следовательно, энергия E_v частицы

$$E_v = (p_v^2 c^2 + m_v^2 c^4)^{1/2} = (h^2 \nu^2 + m_v^2 c^4)^{1/2},$$

и для дисбаланса энергии ΔE получаем

$$\Delta E = E_v - h\nu = h\nu \left[\left(1 + \frac{m_v^2 c^4}{h^2 \nu^2} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (25)$$

Для фотонов с энергией $h\nu \ll m_v c^2$ $\Delta E = m_v c^2$, и согласно (1), допустимое время Δt_v жизни частицы V определяется неравенством $\Delta t_v \geq \hbar / (m_v c^2)$. В области высоких энергий $h\nu \gg m_v c^2$ $\Delta E = m_v^2 c^4 / (2h\nu)$ и $\Delta t_v \geq 2\hbar / (h\nu) / (m_v c^2)$. В последнем случае частица V является ультраквантитативистской и ее скорость можно считать равной скорости света. Тогда за время Δt она пролетает расстояние

$$\Delta l_v \geq \frac{2\hbar(h\nu)}{m_v^2 c^3} = 2\chi_v \frac{h\nu}{m_v c^2}, \quad (26)$$

ФИЗИКА

где $\lambda_v = \hbar/(m_v c)$ – так называемая приведенная комптоновская длина волны виртуальной частицы. Отметим, что пробег Δl_v ультрарелятивистской частицы V в $2hv/(\beta_v m_v c^2)$ раз больше пробега в нерелятивистском случае ($\beta_v = v_v/c$, где v_v – скорость нерелятивистской виртуальной частицы).

Может ли фотон виртуально превратиться в любую частицу? Оказывается, нет: при этом должны сохраняться заряд, момент количества движения и ряд других квантовых характеристик (чисел) частиц, то есть фотон и виртуальная частица должны иметь одинаковые квантовые числа. Этому условию всегда может удовлетворить система из частицы и античастицы. А есть ли частицы с квантовыми числами фотона? В 1960 году американский физик-теоретик Дж. Сакураи предположил, что такие частицы должны существовать. И действительно, вскоре они были открыты в экспериментах на ускорителях. Их называют векторными мезонами. Они относятся к адронам, то есть к классу сильно взаимодействующих частиц. В табл. 2 приведены средние значения массы и времени жизни для некоторых векторных мезонов. Следует иметь в виду, что указанные в таблице времена жизни относятся к покоящимся частицам. Если частица движется, то, согласно законам специальной теории относительности, время ее жизни будет в γ раз больше ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – лоренц-фактор частицы).

Итак, законы природы не препятствуют переходу фотона в виртуальные мезоны или пару адрон–антиадрон. Но в природе происходит все, что не запрещено. Следовательно, фотон должен проводить часть времени как сильно взаимодействующая частица (рис. 3).

Таблица 2. Массы и времена жизни векторных мезонов

Обозначение (название) векторного мезона	Масса, МэВ/ c^2	Время жизни, 10^{-22} с
ρ (ро)	770	0,044
ω (омега)	782	0,78
ϕ (фи)	1019	1,5
J/ψ (джей-пси)	3097	76
Υ (ипсион)	9460	124

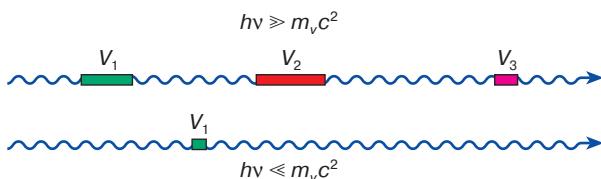


Рис. 3. Иллюстрация превращений фотонов с большими и малыми энергиями в виртуальные частицы V

Есть ли экспериментальные подтверждения этого факта? Оказывается, есть. Рассмотрим один из них. Но прежде заметим, что адронные свойства должны проявляться сильнее у фотонов с большими энергиями, так как, согласно (10), чем выше энергия, тем больше время жизни и пробег виртуальной частицы.

В 50-х годах, как только в распоряжении физиков-экспериментаторов появились пучки фотонов с энергиями в сотни мегаэлектронвольт, были открыты и подробно изучены процессы фоторождения π -мезонов на протонах и нейтронах: $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$, $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$. Позже, используя пучки фотонов с большими энергиями, физики исследовали фоторождение более тяжелых мезонов и множественное образование адронов на нуклонах и ядрах. В этих работах было обнаружено, что сечения процессов фоторождения адронов на протонах и нейтронах близки друг к другу. Этот факт иллюстрирует рис. 4, где показаны результаты измерений сечений поглощения фотонов протонами $\sigma_p(\gamma p)$ и нейтронами $\sigma_n(\gamma n)$. Сечение поглощения представляет собой сумму сечений всех реакций фоторождения, которые могут происходить при данной энергии. Примерное равенство $\sigma_p(\gamma p) \approx \sigma_n(\gamma n)$ трудно объяснить, если рассматривать фотон как электромагнитную волну, взаимодействующую только с зарядами и токами. В этом случае его взаимодействия с заряженным протоном и нейтральным нейтроном должны были бы существенно отличаться. Напротив, если предположить, что у фотона есть адронная составляющая, ответственная за процессы фоторождения, то обсуждаемый результат становится понятным: сильные взаимодействия, как хорошо известно, не зависят от заряда нуклона.

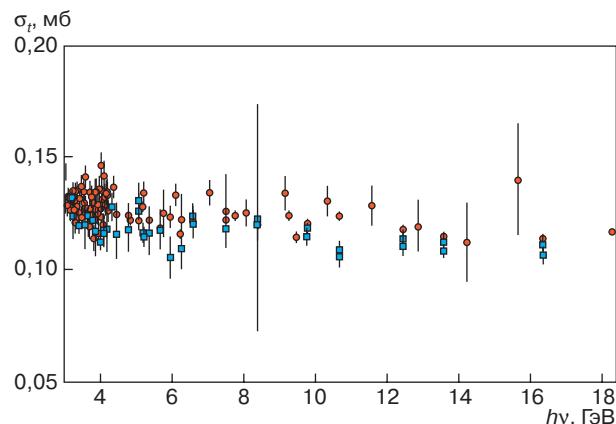


Рис. 4. Зависимость сечений поглощения фотонов протонами (●) и нейтронами (■) от энергии фотона $h\nu$ (1 мб = 10^{-3} барн)

ФИЗИКА

Интересно сравнить сечения поглощения фотонов и адронов нуклонами. Оказывается, что в области энергий выше нескольких гигаэлектронвольт их энергетические зависимости имеют похожий вид, но по абсолютной величине сечения поглощения фотонов примерно в 100 раз меньше. Последний факт можно интерпретировать следующим образом: вероятность фотону при движении через ядро превратиться в виртуальный адрон составляет около 1%, или, что то же самое, примерно 1% своего пути фотон проводит в качестве виртуального адрона.

Образование адронов может произойти и при взаимодействии фотонов с кулоновским полем ядра, то есть при столкновении с виртуальными фотонами, но, как показывают теоретические расчеты и эксперимент, сечение этих реакций значительно меньше, чем сечение поглощения фотонов ядрами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Великий английский ученый Исаак Ньютона в замечательном трактате “Оптика”, вышедшем в 1704 году, писал: “Переходы тел в свет и света в тела подчиняются законам Природы, которая, как кажется, забавляется этими превращениями”. Сказано удивительно верно. Рассмотрению законов Природы, по которым происходит превращение излучения в вещество, и посвящена настоящая статья.

Тем, кто захочет подробнее познакомиться с описанными в настоящей статье явлениями, можно порекомендовать обратиться к обзору [4] и книге [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б. Многофотонные процессы // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 3. С. 75–81.
2. Зон Б.А. Взаимодействие лазерного излучения с атомами // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 1. С. 84–88.
3. Крайнов В.П. Соотношения неопределенности для энергии и времени // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 5. С. 77–82.
4. Бете Г.А., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. Т. 1.
5. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. М.: Мир, 1979.

Рецензент статьи Н.Б. Делоне

* * *

Сергей Петрович Денисов, профессор кафедры физики элементарных частиц физического факультета МГУ, начальник Отдела нейтринной физики Института физики высоких энергий, член-корреспондент РАН. Участник открытий масштабной инвариантности в рождении адронов, роста полных сечений адронных взаимодействий, антигелия-3 и t -кварка. Лауреат Ленинской премии. Соавтор более 240 публикаций.