

ШЕМЯКОВ Н.Ф.

КУРС ЛЕКЦИЙ ПО ФИЗИКЕ

Ч 3.

*Волновая и квантовая оптика
Строение атома и ядра*

**Красноярск
2011**

Шемяков Н. Ф.

Физика. ч. 3. Волновая и квантовая оптика, строение атома и ядра, физическая картина мира.

Излагаются физические основы волновой и квантовой оптик, строение атома и ядра, физическая картина мира в соответствии с программой общего курса физики для технических вузов.

Особое внимание уделяется раскрытию физического смысла, содержания основных положений и понятий статистической физики, а также практическому применению рассматриваемых явлений с учетом выводов классической, релятивистской и квантовой механики.

Предназначено студентам 2-го курса дистанционного обучения, может использоваться студентами очной формы обучения, аспирантами и преподавателями физики.

Лекция 1

... С небес космические ливни заструились,
 Неся потоки позитронов на хвостах комет.
 Мезоны, даже бомбы появились,
 Каких там резонансов только нет ...

Автор

7. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1. Природа света

Согласно современным представлениям свет *имеет корпускулярно-волновую природу*. С одной стороны, свет ведет себя подобно потоку частиц - *фотонов*, которые излучаются, распространяются и поглощаются в виде *квантов*. Корпускулярная природа света проявляется, например, в явлениях *фотоэффекта, эффекта Комптона*. С другой стороны, свету присущи волновые свойства. *Свет - электромагнитные волны*. Волновая природа света проявляется, например, в явлениях *интерференции, дифракции, поляризации, дисперсии и др.* Электромагнитные волны являются *поперечными*.

В электромагнитной волне происходят колебания векторов электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} , а не вещества как, например, в случае волн на воде или в натянутом шнуре. Электромагнитные волны распространяются в вакууме со скоростью $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Таким образом, свет является реальным физическим объектом, который не сводится ни к волне, ни к частице в обычном смысле. Волны и частицы представляют собой лишь две формы материи, в которых проявляется одна и та же физическая сущность.

7.1. Элементы геометрической оптики

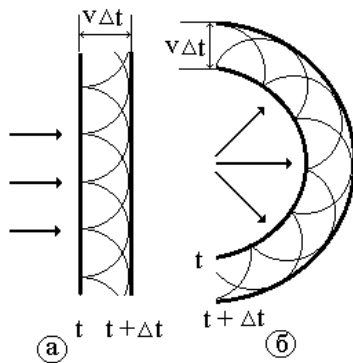


Рис. 7.1

7.1.1. Принцип Гюйгенса

При распространении волн в среде, в том числе и электромагнитных, для нахождения нового фронта волны в любой момент времени используют *принцип Гюйгенса*.

Каждая точка фронта волны является источником вторичных волн.

В однородной изотропной среде волновые поверхности вторичных волн имеют вид сфер радиуса $v \cdot \Delta t$, где v – скорость распространения волны в среде. Проводя огибающую волновых

фронтов вторичных волн, получаем новый фронт волны в данный момент времени (рис. 7.1, а, б).

7.1.2. Закон отражения

Используя принцип Гюйгенса можно доказать закон отражения электромагнитных волн на границе раздела двух диэлектриков.

Угол падения равен углу отражения. Лучи, падающий и отраженный, вместе с перпендикуляром к границе раздела двух диэлектриков, лежат в одной плоскости.

$$\angle \alpha = \angle \beta. \quad (7.1)$$

Пусть на плоскую границу СД раздела двух сред падает плоская световая волна (лучи 1 и 2, рис. 7.2). Угол α между лучом и перпендикуляром к СД называют углом падения. Если в данный момент времени фронт падающей волны ОВ достигает т. О, то согласно принципу Гюйгенса эта точка

начинает излучать вторичную волну. За время $\Delta t = \text{ВО}_1/v$ падающий луч 2 достигает т. O_1 . За это же время фронт вторичной волны, после отражения в т. О, распространяясь в той же среде, достигает точек полусферы, радиусом $\text{OA} = v \Delta t = \text{ВО}_1$. Новый фронт волны изображен плоскостью AO_1 , а направление распространения – лучом ОА. Угол β называют углом отражения. Из равенства треугольников OAO_1 и OBO_1 следует закон отражения: угол падения равен углу отражения.

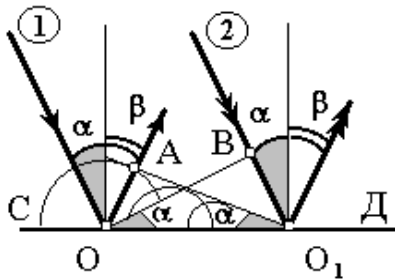


Рис. 7.2

7.1.3. Закон преломления

Оптически однородная среда 1 характеризуется *абсолютным показателем преломления*

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad (7.2)$$

где c – скорость света в вакууме; v_1 – скорость света в первой среде.

Среда 2 характеризуется абсолютным показателем преломления

$$n_2 = \frac{c}{v_2}, \quad (7.3)$$

где v_2 – скорость света во второй среде.

Отношение $n_2/n_1 = n_{21}$ называют *относительным показателем преломления второй среды относительно первой*.

Для прозрачных диэлектриков, у которых $\mu = 1$, используя теорию Максвелла, или

$$n_1 = \sqrt{\epsilon_1}, \quad n_2 = \sqrt{\epsilon_2}, \quad (7.5)$$

где ϵ_1, ϵ_2 – диэлектрические проницаемости первой и второй сред.

Для вакуума $n = 1$.

Из-за дисперсии (частоты света $\nu \approx 10^{14}$ Гц), например, для воды $n = 1,33$, а не $n = 9$ ($\epsilon = 81$), как это следует из электродинамики для малых частот. Если скорость распространения света в первой среде v_1 , а во второй – v_2 ,

то за время Δt прохождения падающей плоской волной расстояния AO_1 в первой среде $AO_1 = v_1 \Delta t$. Фронт вторичной волны, возбуждаемый во второй среде (в соответствии с принципом Гюйгенса), достигает точек полусферы, радиус которой $OB = v_2 \Delta t$. Новый фронт волны, распространяемой во второй среде, изображается плоскостью BO_1 (рис. 7.3), а направление ее распространения – лучами OB и O_1C (перпендикулярными к фронту волны). Угол β между лучом OB и нормалью к границе раздела двух диэлектриков в точке O называют *углом преломления*. Из треугольников OAO_1 и OBO_1

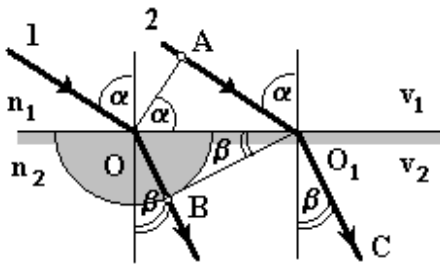


Рис. 7.3

следует, что $AO_1 = OO_1 \sin \alpha$, $OB = OO_1 \sin \beta$.

Их отношение и выражает закон преломления (закон Снеллиуса):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (7.6)$$

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно относительному показателю преломления двух сред.

7.1.4. Полное внутреннее отражение

Согласно закону преломления на границе раздела двух сред можно наблюдать *полное внутреннее отражение*, если $n_1 > n_2$, т. е. $\angle \beta > \angle \alpha$ (рис. 7.4). Следовательно, существует такой предельный угол падения $\angle \alpha_{пр}$, когда

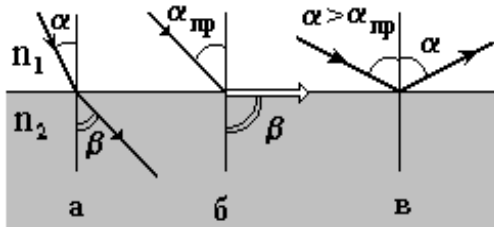


Рис. 7.4

$\angle \beta = 90^\circ$. Тогда закон преломления (7.6) принимает следующий вид:

$$\sin \alpha_{пр} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (\sin 90^\circ = 1) \quad (7.7)$$

При дальнейшем увеличении угла падения $\angle \alpha > \angle \alpha_{пр}$ свет полностью отражается от границы раздела двух сред.

Такое явление называют *полным внутренним отражением* и широко используют в оптике, например, для изменения направления световых лучей (рис. 7.5, а, б). Применяется в телескопах, биноклях, волоконной оптике и других оптических приборах. В классических волновых процессах, таких, как явление полного внутреннего отражения электромагнитных волн,

наблюдаются явления, аналогичные туннельному эффекту в квантовой механике, что связано с корпускулярно-волновыми свойствами частиц. Действительно, при переходе света из одной среды в другую наблюдается преломление света, связанное с изменением скорости его распространения в различных средах. На границе раздела двух сред луч света разделяется на два: преломленный и отраженный. Согласно закону преломления имеем, что если $n_1 > n_2$, то при $\angle\alpha > \angle\alpha_{\text{пр}}$ наблюдается полное внутреннее отражение. Почему это происходит? Решение уравнений Максвелла показывает, что интенсивность света во второй среде отлична от нуля, но очень быстро, по экспоненте, затухает при удалении от границы раздела.

Экспериментальная схема по наблюдению полного внутреннего отражения приведена на рис. 7.6, демонстрирует явление проникновения света в область, «запрещенную», геометрической оптикой.

На грань 1 прямоугольной равнобедренной стеклянной призмы перпендикулярно падает луч света и, не преломляясь падает на грань 2, наблюдается полное внутреннее отражение, так как угол падения ($\angle\alpha = 45^\circ$) луча на грань 2 больше предельного угла

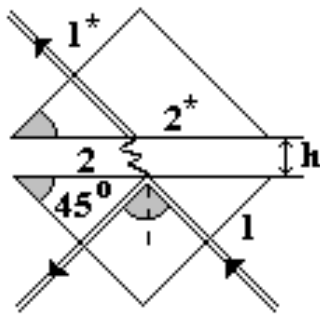


Рис. 7.6

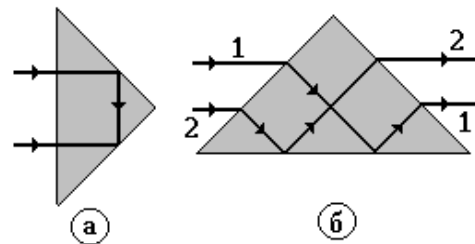


Рис. 7.5

полного внутреннего отражения (для стекла $n_2 = 1,5$; $\angle\alpha_{\text{пр}} = 42^\circ$). Если на некотором расстоянии $H \sim \lambda/2$ от грани 2 поместить такую же призму, то луч света пройдет через грань 2* и выйдет из призмы через грань 1* параллельно лучу, падавшему на грань 1. Интенсивность J прошедшего светового потока экспоненциально убывает с увеличением промежутка h между призмами по закону:

$$J \sim w \sim e^{-\delta \frac{h}{\lambda}},$$

где w – некоторая вероятность прохождения луча во вторую среду; δ – коэффициент, зависящий от показателя преломления вещества; λ – длина волны падающего света

Следовательно, проникновение света в «запрещенную» область представляет собой оптическую аналогию квантового туннельного эффекта.

Явление полного внутреннего отражения действительно является полным, так как при этом отражается вся энергия падающего света на границу раздела двух сред, чем при отражении, например, от поверхности металлических зеркал. Используя это явление можно проследить еще одну

аналогию между преломлением и отражением света, с одной стороны, и излучением Вавилова-Черенкова, с другой стороны.

7.2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН

7.2.1. Роль векторов \vec{E} и \vec{H}

На практике в реальных средах могут распространяться одновременно несколько волн. В результате сложения волн наблюдается ряд интересных явлений: *интерференция, дифракция, отражение и преломление волн* и т. д.

Эти волновые явления характерны не только для механических волн, но и электрических, магнитных, световых и т. д. Волновые свойства проявляют и все элементарные частицы, что было доказано квантовой механикой.

Одно из интереснейших волновых явлений, которое наблюдается при распространении в среде двух и более волн, получило название интерференции. Оптически однородная среда 1 характеризуется

абсолютным показателем преломления $n_1 = \frac{c}{v_1}$, (7.8)

где c – скорость света в вакууме; v_1 – скорость света в первой среде.

Среда 2 характеризуется абсолютным показателем преломления

$$n_2 = \frac{c}{v_2}, \quad (7.9)$$

где v_2 – скорость света во второй среде.

Отношение $\frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ (7.10)

называют *относительным показателем преломления второй среды относительно первой*. Для прозрачных диэлектриков, у которых $\mu = 1$,

используя теорию Максвелла, или $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, (7.11)

$$n_2 = \sqrt{\epsilon_2},$$

где ϵ_1, ϵ_2 – диэлектрические проницаемости первой и второй сред.

Для вакуума $n = 1$. Из-за дисперсии (частоты света $\nu \approx 10^{14}$ Гц), например, для воды $n = 1,33$, а не $n = 9$ ($\epsilon = 81$), как это следует из электродинамики для малых частот. Свет – электромагнитные волны. Поэтому электромагнитное поле определяется векторами \vec{E} и \vec{H} , характеризующими напряженности электрического и магнитного полей соответственно. Однако во многих процессах взаимодействия света с веществом, например, таких, как воздействие света на органы зрения, фотоэлементы и другие приборы,

определяющая роль принадлежит вектору \vec{E} , который в оптике называют световым вектором.

Все процессы, происходящие в приборах под влиянием света, вызваны действием электромагнитного поля световой волны на заряженные частицы, входящие в состав атомов и молекул. В данных процессах основную роль играют электроны из-за большой частоты колебаний светового вектора ($\nu \sim 10^{15}$ Гц). Сила Лоренца F , действующая на электрон со стороны электромагнитного поля,

$$\vec{F} = -q_e \left\{ \vec{E} + \mu \mu_0 \left[\vec{v} \times \vec{H} \right] \right\}, \quad (7.12)$$

где q_e – заряд электрона; v – его скорость; μ – магнитная проницаемость окружающей среды; μ_0 – магнитная постоянная.

Максимальное значение модуля векторного произведения второго слагаемого при $\vec{v} \perp \vec{H}$, с учетом $\mu \mu_0 H^2 = \varepsilon \varepsilon_0 E^2$,

$$\mu \mu_0 H \cdot v_3 = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} v_3 E = \frac{v_3}{v} E, \quad (7.13)$$

$$\text{где} \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}; \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

– скорости света в веществе и в вакууме соответственно; ε_0 – электрическая постоянная; ε – диэлектрическая проницаемость вещества.

Причем $v \gg v_3$, так как скорость света в веществе $v \sim 10^8$ м/с, а скорость электрона в атоме $v_3 \sim 10^6$ м/с. Известно, что

$$v = \omega \cdot R_a,$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота; $R_a \sim 10^{-10}$ м – размер атома, играет роль амплитуды вынужденных колебаний электрона в атоме.

Следовательно, $\vec{F} \sim q_e \vec{E}$, и основную роль играет вектор \vec{E} , а не вектор \vec{H} . Полученные результаты хорошо согласуются с данными опытов.

Например, в опытах Винера области почернения фотоэмульсии под действием света совпадают с пучностями электрического вектора \vec{E} .

7.3. Условия максимума и минимума интерференции

Явление наложения когерентных световых волн, в результате которого наблюдается чередование усиления света в одних точках пространства и ослабления в других, называют интерференцией света.

Необходимым условием интерференции света является когерентность складываемых синусоидальных волн.

Волны называют когерентными, если не изменяется с течением времени разность фаз складываемых волн, т. е. $\Delta\varphi = \text{const}$.

Этому условию удовлетворяют монохроматические волны, т.е. волны равных частот ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$). В силу поперечности электромагнитных (световых) волн условие когерентности является недостаточным для получения устойчивой интерференционной картины.

Достаточное условие заключается в том, чтобы колебания векторов \vec{E} , складываемых электромагнитных полей совершались вдоль одного и того же или близких направлений. При этом должно происходить совпадение не только векторов \vec{E} , но и \vec{H} , что будет наблюдаться лишь в том случае, если волны распространяются вдоль одной и той же прямой, т.е. являются одинаково поляризованными.

Найдем условия максимума и минимума интерференции.

Для этого рассмотрим сложение двух монохроматических, когерентных световых волн одинаковой частоты ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$), имеющих равные амплитуды ($E_{01} = E_{02} = E_0$), совершающих колебания в вакууме в одном направлении по закону синуса (или косинуса), т. е.

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t - kr_1 + \varphi_{01}), \quad (7.14)$$

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega t - kr_2 + \varphi_{02}), \quad (7.15)$$

где r_1, r_2 – расстояния от источников S_1 и S_2 до точки наблюдения на экране;

$\varphi_{01}, \varphi_{02}$ – начальные фазы; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Согласно принципу суперпозиции (установлен Леонардо да Винчи) вектор напряженности результирующего колебания равен геометрической сумме векторов напряженности складываемых волн, т. е.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Для простоты положим, что начальные фазы складываемых волн равны нулю, т. е. $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$. По абсолютной величине, имеем

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \sin\left[\omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2}\right] \cdot \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2}. \quad (7.16)$$

В (7.16) выражение $(r_2 - r_1) \cdot n = \delta$ – *оптическая разность хода складываемых волн*; n – абсолютный показатель преломления среды.

Для других сред отличных от вакуума, например, для воды (n_1, λ_1), стекла (n_2, λ_2) и т. д. $k = k_1 n_1$; $k = k_2 n_2$; $\lambda = \lambda_1 n_1$; $\lambda = \lambda_2 n_2$;

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}; \quad k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2},$$

где λ – длина волны света в вакууме,

Из формулы (7.16) следует, что результирующая электромагнитная волна изменяется со временем с той же циклической частотой ω .

Множитель $\cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2}$ не зависит от времени, поэтому величину

$$E_{0,\text{рез}} = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \quad (7.17)$$

– называют *амплитудой результирующей волны*.

Амплитуда мощности волны определяется (для единицы поверхности фронта волны) *вектором Пойнтинга*, т. е. по модулю

$$\left| \vec{\Pi} \right| = 4c\epsilon_0 E_0^2 \cos^2 \left[\frac{k(r_2 - r_1)}{2} \right], \quad (7.18)$$

где $\left| \vec{\Pi} \right| = c \cdot w$, $w = \epsilon_0 E^2$ – средняя, объемная плотность энергии электромагнитного поля (для вакуума $\epsilon = 1$), т. е. $\left| \vec{\Pi} \right| = c \cdot \epsilon_0 E^2$.

Если $J = \left| \vec{\Pi} \right|$ – интенсивность результирующей волны, а

$$J_0 = c \cdot \epsilon_0 E_0^2$$

максимальная интенсивность ее, то с учетом (7.17) и (7.18) интенсивность результирующей волны будет изменяться по закону

$$J = 2J_0 \{1 + \cos[k(r_2 - r_1)]\}. \quad (7.19)$$

Разность фаз складываемых волн

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \text{const} \quad (7.20)$$

и не зависит от времени, где

$$\varphi_2 = \omega t - kr_2 + \varphi_{02}; \quad \varphi_1 = \omega t - kr_1 + \varphi_{01}.$$

Амплитуду результирующей волны найдем по формуле

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos[k(r_2 - r_1)], \quad (7.21)$$

где

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1)n = \frac{2\pi}{\lambda} \delta. \quad (7.22)$$

Возможны два случая:

1. Условие максимума.

Если разность фаз складываемых волн равна четному числу π

$$\Delta\varphi = 2m\pi,$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, то результирующая амплитуда будет максимальной, т. е.

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \quad (7.23)$$

или

$$E_0 = E_{01} + E_{02}. \quad (7.24)$$

Следовательно, амплитуды волн складываются, а при их равенстве ($E_{01} = E_{02}$) результирующая амплитуда – удваивается.

Результирующая интенсивность также максимальна:

$$J_{\text{max}} = 4J_0. \quad (7.25)$$

Используя формулу (7.22), находим условие максимума для оптической разности хода δ , т. е.

$$\Delta\varphi^{\max} = 2m\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta, \quad (7.26)$$

$$\delta^{\max} = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (7.27)$$

Вывод: *Оптическая разность хода равна четному числу полуволн.*

2. Условие минимума.

Если разность фаз складываемых волн равна нечетному числу π

$$\Delta\varphi = (2m + 1) \pi,$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, то амплитуда будет минимальной, т.е.

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2E_{01}E_{02} \quad (7.28)$$

или

$$E_0 = |E_{01} - E_{02}|. \quad (7.29)$$

Следовательно, амплитуды волн вычитаются, а при $E_{01} = E_{02}$ результирующая амплитуда равна нулю. Результирующая интенсивность минимальна при:

(7.30)

$$J_{\min} = 0.$$

Используя формулу (7.23), получаем условие минимума для оптической разности хода δ , т. е.

$$\Delta\varphi^{\min} = (2m + 1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta, \quad (7.31)$$

$$\delta^{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (7.32)$$

Вывод: *Оптическая разность хода равна нечетному числу полуволн.*

Таким образом, только когерентные световые волны дают устойчивую во времени интерференционную картину.

При этом результирующая интенсивность изменяется по закону

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos \Delta\varphi, \quad (7.33)$$

так как $J \sim E^2$.

Однако все естественные источники света некогерентны.

Приемники их излучения (глаз, термоэлементы, болометры и др.) воспринимают только среднюю освещенность. В этом случае среднее по времени значение $\cos[k(r_2 - r_1)] = 0$, поэтому происходит простое сложение интенсивностей света, т. е. $J = J_1 + J_2$.

Следовательно, некогерентные источники при сложении их излучения не дают интерференционной картины.

Вывод: В результате интерференции света на экране наблюдается чередование максимумов и минимумов. При этом происходит

перераспределение энергии световых волн между соседними областями пространства и выполняется закон сохранения энергии.

Лекция 2

7.4. Временная когерентность

Основная трудность в наблюдении интерференции света состоит в получении когерентных волн.

Когерентность – согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких колебательных или волновых процессов, позволяющих получать при их сложении четкую интерференционную картину.

Существование интерференционной картины является прямым следствием принципа суперпозиции гармонических колебаний и волн. Для этого необходимо разделить свет, излученный каждым атомом источника, на две или более групп волн, которые будут когерентны, т.е. имеют одинаковую частоту, постоянную разность фаз и одинаково поляризованы. В дальнейшем результат интерференции будет зависеть от величины разности фаз, т.е. будет наблюдаться – усиление или ослабление света в точке наблюдения. Поэтому нельзя наблюдать интерференцию от двух независимых источников света. Это связано с природой самого излучения света. Например, излучения света атомом, молекулой, ионом происходит при переходе их из одного возбужденного состояния в другое. Продолжительность процесса излучения кванта энергии атомом составляет $\tau \approx 10^{-8}$ с. За это время атом испускает *волновой цуг* (импульс волны, ограниченный во времени синусоидальный сигнал, перемещающийся во времени как единое целое), рис. 7.7, а, б. Протяженность цуга волны $\ell = c \cdot \tau$ составляет от одного до десяти метров, где $\Delta\omega \geq \frac{1}{\tau}$ или $\ell \cdot \Delta\omega \geq \tau$,

волновое число $k = \frac{\omega}{c}$, $\Delta\omega = c \cdot \Delta k$, т.е. $\ell \cdot \Delta k \gg 1$.

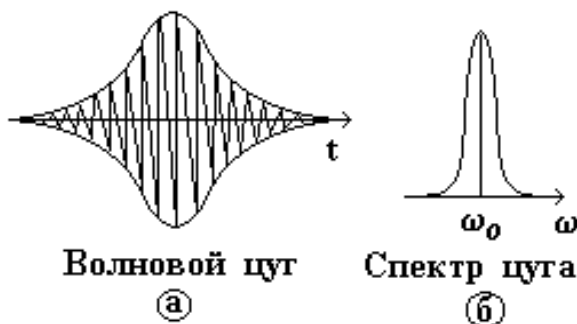


Рис. 7.7

Следовательно, цуг испущенной волны атомом за время τ , тем ближе по своим свойствам к монохроматической волне с циклической частотой ω_0 (в вакууме) и волновым числом k_0 , чем больше время его излучения.

Для видимого света $\omega_0 \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Свет испущенный любым макроскопическим источником, является не монохроматичным, так как состоит из большого множества быстро сменяющих друг друга цугов,

начальные фазы которых изменяются хаотически, а значения циклических частот ω_0 различны по сравнению с частотой колебания этих цугов. Для характеристики когерентности световых волн вводятся *временная когерентность*.

Когерентность колебаний, совершаемых в одной и той же точке пространства, но в разные моменты времени, называют временной когерентностью.

Промежуток времени, в течение которого случайное изменение фазы волны достигает порядка π , называют *временем когерентности* $\tau_{\text{ког}}$.

По истечении времени $\tau_{\text{ког}}$ колебание, или волна, как бы забывает свою фазу и становится некогерентной. Если средняя продолжительность испущенного цуга равна времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$ и отлична от среднего времени жизни атома в возбужденном состоянии ($\tau_{\text{ког}} < 10^{-8}$ с для спонтанного излучения), то $\tau_{\text{ког}}$ тем меньше, чем шире спектр рассматриваемых частот монохроматического света. Для видимого света время когерентности $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-14}$ с, длина когерентности $\ell_{\text{ког}} = c \cdot \tau_{\text{ког}} \approx 10^{-7}$ м. В действительности интерференцию трудно наблюдать из-за *эффекта Доплера*, из-за уширения энергетических уровней и других причин. При более высокой степени монохроматичности излучения лазеров время когерентности $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-5}$ с, длина когерентности для лазеров $\ell_{\text{ког}} \approx 10^3$ м. Длине когерентности соответствует максимальный порядок интерференции

$$N^{\text{max}} = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\lambda}{\delta\lambda}.$$

Для тепловых источников излучения $\delta\nu \approx 10^8$ Гц, а в случае лазеров (газовых) – $\delta\nu \approx 10^2$ Гц. Соответствующее им время когерентности $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-8}$ с и $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-2}$ с, а длины когерентности – $\ell_{\text{ког}} \approx 1$ м и $\ell_{\text{ког}} \approx 10^6$ м.

Вывод: Наблюдать интерференцию света в реальных условиях можно только при оптической разности хода, меньшей длины когерентности.

В настоящее время когерентные явления приобретают глобальный характер, которые используются при изучении свойств излучения и веществ: кристаллов, жидкостей, газов, молекул, атомов, ядер, элементарных частиц и т.д. Изучение когерентных свойств вещества началось с явления сверхпроводимости.

При определенных условиях (низкие температуры) вся совокупность электронов, образующих единое состояние, характеризуется электронной упорядоченностью и фазовой когерентностью.

Все электронные пары имеют в данном сверхпроводнике одинаковую фазу.

Когерентными свойствами вещества определяется явление

сверхтекучести. При давлениях более 30 атм происходит когерентная кристаллизация жидкого гелия. Фазовые соотношения и когерентность играют важную роль в эффектах Джозефсона, Гана и др.

7.5. Пространственная когерентность

Формулы максимума и минимума интерференции не налагают никаких ограничений на величину оптической разности хода.

Однако интерференционную картину можно наблюдать лишь при некоторых значениях оптической разности хода δ .

С увеличением δ интерференционная картина ухудшается и затем исчезает совсем.

Причина заключается в том, что реальные источники света не дают идеального монохроматического излучения, а испускают лишь квазимонохроматические волны, которые обладают некоторой шириной спектральных линий: $2(\delta\omega) = 2\pi(\delta\nu)$, где ν – частота световых колебаний.

Для получения интерференционной картины от двух когерентных источников монохроматического света необходимо, чтобы размеры источников не превосходили определенного предела, зависящего от расстояния между ними, взаимного расположения их и от положения экрана.

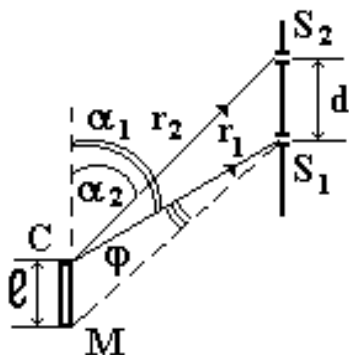
Когерентность колебаний, совершаемых в один и тот же момент времени в различных точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, называют пространственной когерентностью.

Расстояние между точками, в которых случайные изменения разности фаз достигают значения равного π , называют длиной пространственной когерентности.

Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют наблюдать интерференцию от монохроматического света, называют пространственно когерентными.

Например, в опыте Юнга источником света может быть прямоугольная светящая щель шириной ℓ . Из каждой точки щели лучи падают на щели

S_1 и S_2 под углами α_1 и α_2 (рис. 7.8), где $\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2 = \frac{d}{r}$ ($r_1 \approx r_2 \approx r$); d –



расстояние между щелями. Тогда $\phi \leq \lambda / (2d)$, где $\phi = \ell / r$ (7.34)

– угловой размер источника СМ.

Следовательно, возникновение интерференционной картины зависит от степени углового расхождения лучей, освещающих щели S_1 и S_2 .

Если источник света – диск, плоскость

Рис. 7.8

которого параллельна плоскости экрана, то при угловом размере диска φ интерференция будет наблюдаться при закрытии щелей S_1 и S_2 кругом, имеющим диаметр $d = \lambda/\varphi$.

В этом случае световые лучи, проходившие сквозь щели S_1 и S_2 – пространственно когерентны.

Минимальное сечение пучка лучей σ удовлетворяющее этим условиям, называют площадью пространственной когерентности, где

$$\sigma = \frac{\pi\lambda^2}{4\varphi} \tag{7.35}$$

Когда свет строго монохроматичен, то все нарушения когерентности носят чисто пространственный характер, т. е. обусловлены различием в направлении световых лучей.

Для строго плоских волн все направления лучей одинаковы ($\varphi = 0$), так как площадь когерентности σ становится бесконечной.

По мере удаления от источника света угловое расхождение лучей, падающих в прибор, уменьшается, а их пространственная когерентность повышается.

Например, несмотря на большие размеры звезд свет, идущий от них, имеет высокую степень пространственной когерентности.

Световые лучи лазерного излучения, кроме того, характеризуются высокой направленностью.

Для наблюдения интерференции света используют: *опыт Юнга; зеркала и бипризму Френеля; зеркало Ллойда; опыт Меслина; опыт Поля и др.*

Например, в *опыте Поля* толщина пластинки слюды d должна быть очень мала, поэтому мнимые источники S_1 и S_2 сдвинуты друг относительно друга на величину $2d$, которая во много раз меньше размеров источника света ℓ . При $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $d = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $r = 8$ м, $\beta = 30^\circ$ по формуле

$$\ell \leq \frac{r\lambda}{4\pi \sin^2 \beta} \tag{7.36}$$

где $r \cdot n$ – оптический путь луча света (в вакууме $n = 1$); β – угол падения луча в т. В (рис. 7.9) находим, что $\ell \leq 8$ см.

Следовательно, для получения контрастности интерференционных полос источник света должен имеет вполне разумные размеры, т. е. его можно считать светосильным.

В этом состоит основное преимущество

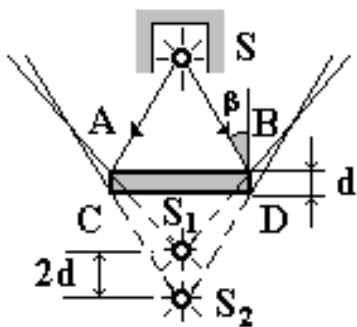


Рис. 7.9

установки.

Другое преимущество – большие апертуры интерференционных пучков, позволяющие получать интерференцию в виде цветных колец на большой площади при освещении слюды белым светом, что позволяет показать интерференцию света для большой аудитории слушателей.

7.6. Щели Юнга

Проведем расчет интерференционной картины, полученной методом Юнга (пример пространственной когерентности).

В опыте Юнга источниками когерентных световых волн являются две щели S_1 и S_2 в непрозрачном экране. Эти щели, в свою очередь, освещаются щелью S от протяженного источника света (рис. 7.10, источник света не показан).

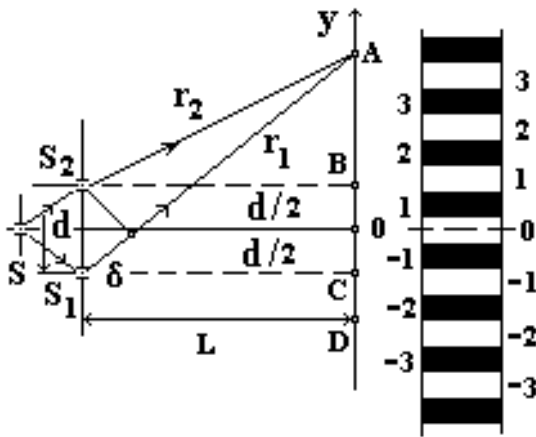


Рис. 7.10

Результат интерференции в некоторой точке A на экране (рис. 7.10) будет зависеть от оптической разности хода $\delta = \Delta r = (r_2 - r_1)n$ и длины волны падающего света λ . Условия максимума и минимума интерференции, независимо от метода наблюдения, известны.

Запишем их в виде

$$\delta^{\max} = 2m \frac{\lambda}{2},$$

$$\delta^{\min} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}.$$

Наша задача состоит в том, чтобы, используя метод щелей Юнга, найти оптическую разность хода в интересующей нас точке на экране, например в точке A .

Если известны расстояние от щелей до экрана L , расстояние между щелями d , длина волны падающего монохроматического света λ и абсолютный показатель среды n , то можно найти координаты максимума или минимума интерференционной картины в т. A .

Из треугольников S_2AB и S_1AC , имеем

$$r_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2, \quad r_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2 \quad (7.37)$$

или

$$r_2^2 - r_1^2 = 2yd. \quad (7.38)$$

Из математики известно, что

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1),$$

где разность $r_2 - r_1 = \delta$,

а сумма

$$r_2 + r_1 = 2L \quad (r \approx L, d \ll L),$$

т. е.

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2L\delta. \quad (7.39)$$

Решив совместно (7.38) и (7.39), получим

$$2yd \approx 2L\delta$$

или
$$y \approx \delta \frac{L}{d}. \quad (7.40)$$

При $\delta^{\max} = 2m \frac{\lambda}{2}$ получаем, что координата максимума интерференции в точке наблюдения

$$y^{\max} = m \lambda \frac{L}{d}, \quad (7.41)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, – порядок интерференции.

При $\delta^{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ находим, что координата минимума интерференции в точке наблюдения

$$y^{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda L}{2d}. \quad (7.42)$$

Таким образом, на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых (максимум) и темных (минимум) полос (рис. 7.10).

Распределение интенсивности света, описываемое формулой

$$J = 2J_0(1 + \cos \frac{\pi d}{\lambda L} y), \quad (7.43)$$

которая при $y \ll L$, $d \ll L$, представляет собой серию максимумов одинаковой высоты.

Это положение основано на том, что каждая щель одна равномерно освещает весь экран, что в действительности не выполняется.

Найдем ширину интерференционной полосы.

Например, максимум первого порядка ($m = 1$) располагается между соседними минимумами первого и второго порядков, т. е.

$$\Delta y^{\max} = y_2^{\min} - y_1^{\min} = \frac{\lambda L}{d}, \quad (7.44)$$

где

$$y_1^{\min} = \frac{1}{2} \frac{\lambda L}{d}, \quad (m = 1);$$

$$y_2^{\min} = \frac{3 \lambda L}{2 d}, \quad (m = 2).$$

Аналогично можно определить ширину интерференционного минимума, т. е. минимум любого порядка находится между соседними максимумами.

Вывод: Ширина максимума и минимума интерференции в методе щелей Юнга одинакова.

Если щели освещаются белым светом, то на экране все максимумы образуют цветной спектр от красного до фиолетового, причем внутренний цвет – фиолетовый, а внешний – красный, кроме максимума нулевого порядка, где все цвета, складываясь, образуют белый свет.

7.7. Интерференция света в тонких пленках

Многим людям приходилось наблюдать радужную окраску мыльных пленок; цвета побежалости закаленных стальных деталей, покрытых тонким прозрачным слоем окисных пленок; тонких пленок нефти, бензина, масел, плавающих на поверхности воды.

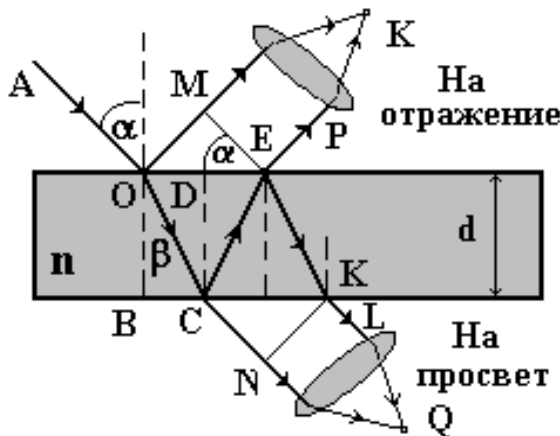


Рис. 7.11

Все эти явления вызваны интерференцией света в тонких пленках. Интерференцию света в тонких пленках можно наблюдать в проходящем или отраженном свете. Рассмотрим интерференцию света на отражение от тонкой прозрачной пленки (пластинки) толщиной d с абсолютным показателем преломления n (рис. 7.11). Пластика (пленка) находится в вакууме ($n_1 = n_{\text{вак}} = 1$, λ – длина волны света в вакууме, причем $n >$

n_1).

Пусть на пленку падает плоская монохроматическая волна λ под углом α (луч АО). В т. О на верхней поверхности этот луч частично отражается (луч ОМ) и частично преломляется (луч ОС). Преломленный луч ОС, достигнув нижней поверхности пленки, в т. С испытывает, в свою очередь отражение (луч СЕ) и преломление (луч СN), переходя снова в вакуум.

Отраженный луч СЕ на верхней поверхности пленки в т. Е испытывает частичное отражение (луч ЕК) и частичное преломление (луч ЕР).

Преломленный луч ЕР и отраженный луч ОМ когерентны и при

наложении интерферируют. Действительно, если на их пути поставить собирательную линзу, то в т. К на экране можно наблюдать интерференционную картину на отражение, максимум и минимум которой будут определяться оптической разностью хода, возникающей между лучами ОМ и ЕР от точки 0 до плоскости ЕМ, т. е.

$$\delta = n(OC + CE) - OM \cdot n_{\text{вак}} - \lambda/2, \quad (7.45)$$

где слагаемое $\lambda/2$ возникает из-за потери полуволны при отражении света на границе раздела вакуум-пленка в т. О.

Согласно рис. 7.11 $OC = CE = \frac{d}{\cos\beta}$, $OM = OE \sin\alpha = 2dn \cdot \text{tg}\beta \cdot \sin\alpha$.

Применяя закон преломления $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n}{n_1} = n$, ($n_1 = 1$)

получаем после подстановки в (5.38) оптическую разность хода лучей на отражение

$$\delta = 2dn \cos\beta - \frac{\lambda}{2} \quad (7.46)$$

или $\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2}$. (7.47)

При $\delta^{\text{max}} = 2m \frac{\lambda}{2}$ максимум интерференции в тонких пленках на отражение удовлетворяет условию $2dn \cos\beta = \frac{\lambda}{2}(2m + 1)$.

(7.48)

При $\delta^{\text{min}} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ получаем условие минимума интерференции в тонких пленках на отражение, т. е.

$$2dn \cos\beta = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (7.49)$$

Аналогичный расчет можно провести для интерференции в тонких пленках на просвет в т. Q. Однако дополнительной оптической разности хода в этом случае не наблюдается. Поэтому максимум интерференции в тонких пленках на просвет соответствует условию минимума на отражение – формула (7.49) и, наоборот, минимум интерференции в тонких пленках на просвет соответствует максимуму на отражение – формула (7.48).

При освещении пленки белым светом для некоторых длин волн будет выполняться условие максимума, а для других – условие минимума, поэтому пленка в отраженном свете выглядит окрашенной.

7.8. Полосы равного наклона

При падении сходящегося (расходящегося) пучка света на плоскопараллельную пластинку (пленку) при интерференции могут возникнуть *полосы равного наклона*. Для каждой пары лучей 1 и 1*, 2 и 2* (рис. 7.12) оптическая разность хода δ определяется формулой

$$\delta = 2dn \cos\beta - \frac{\lambda}{2}.$$

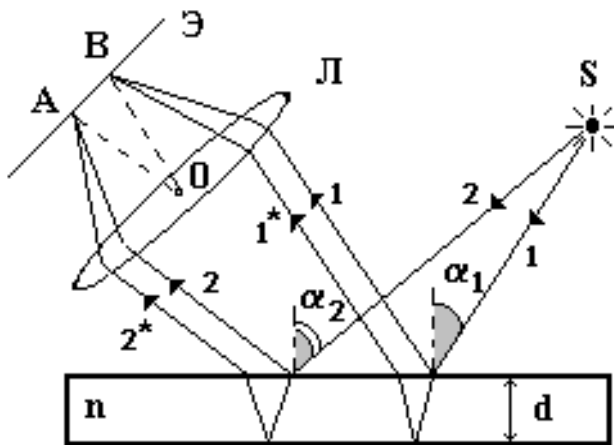


Рис. 7.12

Для каждой из пар значений δ – различны, так как $\alpha_1 \neq \alpha_2$.

При наблюдении интерференционной картины используют собирающую линзу (Л) и экран (Э). В каждой точке экрана собираются и интерферируют лучи, которые после отражения от пленки параллельны прямым линиям, соединяющими их с оптическим центром линзы О (рис. 7.12). Например, лучи 1 и 1* – в т. В, лучи 2 и 2* – в т. А и

т. д. Любая линза не создает дополнительной оптической разности хода между лучами, фокусируемыми ею на экране.

Интерференционная картина на экране имеет вид чередующихся светлых и темных полос (*полосы равного наклона*), каждой из которых соответствует определенное значение угла падения α .

Максимум или минимум интерференции на отражение в этом случае зависят от угла падения лучей. При освещении пленки белым светом на экране возникает система разноцветных полос равного наклона.

Если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пленки, то полосы равного наклона имеют вид чередующихся концентрических темных и светлых колец. В отсутствие линзы лучи 1 и 1*, 2 и 2* уходят в бесконечность.

Следовательно, полосы равного наклона локализованы в бесконечности. Это явление используется на практике для точного контроля степени параллельности тонких пленок (пластин). Изменение толщины пленки на 10^{-8} м можно обнаружить по искажению формы колец равного наклона.

7.9. Полосы равной толщины

Несколько другая интерференционная картина наблюдается при освещении светом тонких пленок, толщина которых изменяется (плоский клин).

Пусть на клин с малым углом θ между его боковыми поверхностями падает плоская волна монохроматического света (луч АО) под углом α (рис. 7.13). Складываемые волны, возникающие в результате отражения света от верхней (луч ОБ) и нижней (луч ДЕ) поверхностей клина, имеют оптическую разность хода δ , которая находится по формуле

$$\delta = 2dn \cos\beta - \frac{\lambda}{2},$$

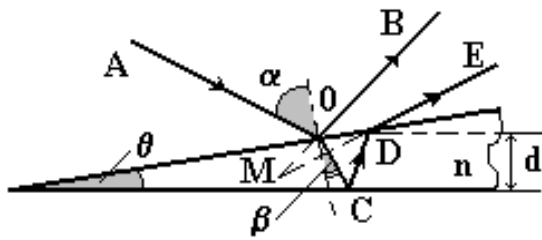


Рис. 7.13

где d – средняя толщина клина на участке ОС.

При фиксированных значениях n и α участкам пленки с одинаковым значением d соответствуют равные оптические разности хода световых лучей, поэтому в отраженном свете наблюдаются интерференционные *полосы равной толщины*. Расходящиеся лучи ОБ и ДЕ кажутся исходящими из некоторой т. М, расположенной вблизи поверхности клина. Поэтому полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности пленки и параллельны ребру клина.

7.10. Просветление оптики

С помощью многослойной пленочной интерференции можно уменьшить интенсивность отраженного света. Например, на границе воздух – стекло, при абсолютном показателе преломления стекла $n = 1,5$ отражается $\sim 4\%$ света. В сложных оптических приборах (объективы, окуляры и т. д.) потери света могут достигать до 80 – 90%. Кроме того, возникает фон, уменьшается контрастность, ухудшается цветопередача и пр. Для уменьшения таких потерь используют метод «просветления оптики». Он заключается в том, что наружную поверхность линз (призм) покрывают тонким прозрачным слоем. Абсолютный показатель преломления нанесенной пленки должен удовлетворять условию: $n_B < n_{пл} < n_{ст}$. Лучшие результаты наблюдаются, когда

(7.50)

$$n_{пл} = \sqrt{n_B n_{ст}}.$$

Толщину пленки выбирают такой, чтобы интерференционный минимум на отражение $\delta^{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) соответствовал

для света длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м (желто-зеленая часть спектра видимого света, которая является наиболее чувствительной для глаза человека).

Если интенсивности света от нижней и верхней поверхностей пленки равны, то наступает полное гашение световых волн. Свет, падая на линзу (объектив), отражается как от передней, так и от задней поверхностей тонкой пленки. Ход лучей для случая их наклонного падения приведен на рис. 7.14.

Так как пленка окружена различными средами – воздухом (n_B) и стеклом ($n_{ст}$), то из неравенства $n_B < n_{пл} < n_{ст}$ следует, что оба луча 1 и 2, отражаясь от границы среды с большим показателем преломления, теряют полуволну каждый.

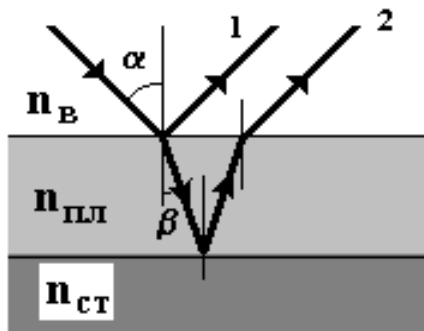


Рис. 7.14

фиолетовые цвета.

Для расширения спектральных характеристик оптических приборов покрытие делают из нескольких слоев пленок, чтобы использовать просветление оптики для большей области спектра.

Поскольку это не влияет на их разность хода, то в формуле (7.47) следует исключить $\lambda/2$, т. е.

$$2dn_{пл} = (2m + 1) \lambda/2 \quad (7.51)$$

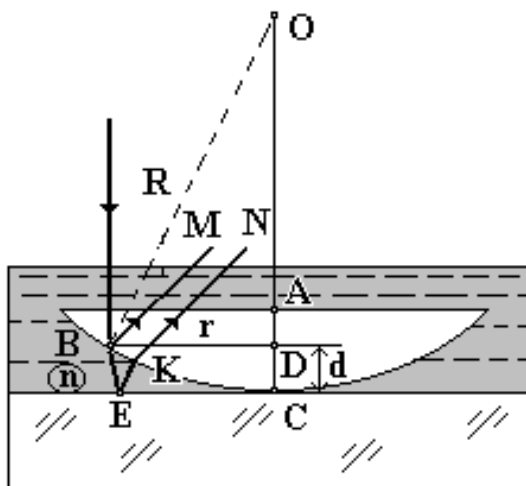
при нормальном падении лучей света на поверхность линзы ($\cos \beta = 1$).

Следовательно, при $m = 0$

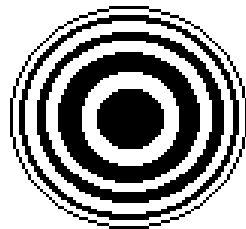
$$d_{\min} = \lambda/4n_{пл} \quad (7.52)$$

В отраженном свете просветленные линзы кажутся фиолетово окрашенными, т. к. отражаются только красный и фиолетовые цвета.

7.11. Интерференция света методом колец Ньютона



а



б

Рис. 7.15

Полосы равной толщины можно наблюдать с помощью установки «Кольца Ньютона» (рис. 7.14, а).

Установка состоит из плоско-выпуклой стеклянной линзы с радиусом кривизны R, которая выпуклой частью опирается на плоскопараллельную стеклянную пластинку.

Пространство между линзой и пластинкой может быть заполнено жидкостью с абсолютным показателем преломления n (например, для воды n=1,33).

Если на плоскую поверхность линзы падает нормально (перпендикулярно) плоская волна монохроматического света, то в точке В (r = BD) свет частично преломляется (луч BE) и отражается от верхней (луч BM) и нижней (луч EK) поверхностей клина между линзой и пластинкой.

Оптическая разность хода между этими отраженными лучами

$$\delta = 2dn \cos\beta + \frac{\lambda}{2} \tag{7.53}$$

или

$$\delta = 2dn \cos\beta + \frac{\lambda}{2}, \tag{7.54}$$

т. е.

$$\delta = 2dn + \frac{\lambda}{2}, \tag{7.55}$$

где $\cos\beta = 1$, т. к. $\alpha = \beta = 0^\circ$.

Здесь учтено, что при отражении света от стекла

$$n_{ст} > n_{ж} = n$$

происходит сдвиг по фазе на π , т. е. появляется дополнительная разность хода $\frac{\lambda}{2}$. Из-за невозможности непосредственного измерения величины d,

рассмотрим треугольник OBD,

где

$$R^2 = r^2 + OD^2,$$

но

$$OD = R - d,$$

т. е.

$$r^2 = 2Rd \quad (7.56)$$

($d \ll R$ и слагаемым d^2 можно пренебречь).

Следовательно,

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (7.57)$$

С учетом (7.57) оптическую разность хода запишем в виде

$$\delta = \frac{n \cdot r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}.$$

При

$$\delta^{\max} = 2m \frac{\lambda}{2}$$

максимум интерференции на отражение удовлетворяет условию

$$\frac{n \cdot r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2},$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, – порядок интерференции.

или

$$n \frac{r^2}{R} = \frac{\lambda}{2} (2m - 1).$$

Радиус светлого кольца на отражение

$$r^{\max} = \sqrt{\frac{(2m - 1)\lambda R}{2n}}. \quad (7.58)$$

При $\delta^{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ (минимум интерференции на отражение) радиус темного кольца

$$r^{\min} = \sqrt{\frac{m\lambda R}{n}}. \quad (7.59)$$

Аналогичный расчет можно провести для интерференции на просвет.

Таким образом, при сложении отраженных волн от поверхностей клина возникают интерференционные кольца равной толщины. В центре находится темное пятно (минимум), которое окружено системой концентрических светлых (максимум) и темных колец, ширина и интенсивность которых постепенно убывают по мере удаления от центра (рис. 7.15, б).

Так как центральное пятно в отраженном свете – темное, а в проходящем – светлое, следовательно, при отражении света от среды с большим показателем преломления, фаза отраженной волны меняется на π . А при отражении от среды с меньшим показателем преломления – изменение фазы не происходит. Это подтверждается специальным опытом Юнга.

К пластинке из флинта ($n = 1,7$) прижимают линзу из крона ($n = 1,5$), а пространство между ними заполняют сассафрасовым маслом с

промежуточным показателем преломления. В этом случае фаза волны менялась на π при отражении как от верхней, так и от нижней поверхностей масляной прослойки. Поэтому в центре наблюдается максимум (светлое пятно) в отраженном и минимум (темное пятно) в проходящем свете.

7.12. Многолучевая интерференция. Интерферометры

Для увеличения качества интерференционной картины используют приборы с многолучевой интерференцией, например, *эталон Фабри-Перо, пластинку Луммера-Герке, интерферометры оптические, голографические* и др. В зависимости от метода получения когерентных пучков интерферометры делят на два типа. К первому типу относятся интерферометры, в которых когерентные пучки получают в результате отражения лучей от двух поверхностей плоскопараллельной или клиновидной пластинки с образованием полос равного наклона или равной толщины. Это, например, *интерферометры Физо, Майкельсона, Жамена* и др. Ко второму типу относят интерферометры, в которых когерентные пучки получают с помощью лучей, вышедших из источника под углом друг к другу. Например, *интерферометр Рэлея* и др. Для измерения угловых размеров звезд и угловых расстояний между двойными звездами используют *звездный интерферометр* (рис. 7.16, а).

Угловое расстояние между соседними интерференционными максимумами $\theta = \lambda / D$ (рис. 7.16, б).

При $D = 18 \text{ м}$; $\theta \approx 0,001''$.

Атомный интерферометр используют для наблюдения стационарной интерференционной картины двух сдвинутых по фазе компонент какого-либо состояния атома.

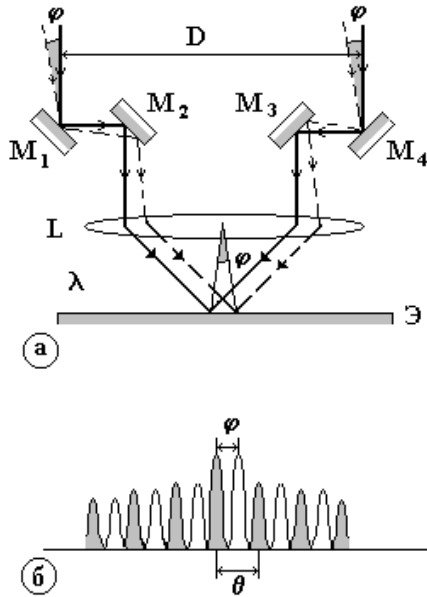


Рис. 7.16

Интерферометры применяются для измерения длины волны спектральных линий и их структуры и абсолютного показателя преломления сред; для измерения длин и перемещений тел; для контроля формы; микрорельефа и деформаций поверхностей оптических деталей; чистоты металлических поверхностей и пр. При расчете интерференционной картины от многих когерентных источников используют метод векторных диаграмм. Рассмотрим случай равных амплитуд. Разность фаз двух соседних источников отличается на одно и то же значение $\Delta\varphi = \text{const}$. На рис. 7.17 приведена векторная диаграмма, соответствующая сложению $N = 5$ колебаний с равными амплитудами:

$$|ED| = |DC| = |CB| = |BA| = |AG| = E_{01}.$$

Амплитуда результирующего колебания изображается отрезком $EG = E_0$. Отрезок $OE = R$ можно найти по формуле

$$R = \frac{|MD|}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}} = \frac{E_{01}}{2 \sin \frac{\Delta\varphi}{2}}, \tag{7.60}$$

где $\Delta\varphi / 2 = \sphericalangle MOD$,

$$\text{Результирующая амплитуда } E_0 = 2EK. \tag{7.61}$$

$$\text{Угол } \sphericalangle EOK = \frac{1}{2}(2\pi - N\Delta\varphi) = \pi - \frac{1}{2}N\Delta\varphi.$$

Из треугольника EOK находим

$$|EK| = E_{01} \frac{\sin\left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}{2 \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}.$$

Следовательно, результирующая амплитуда

$$E_0 = E_{01} \frac{\sin\left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}. \tag{7.62}$$

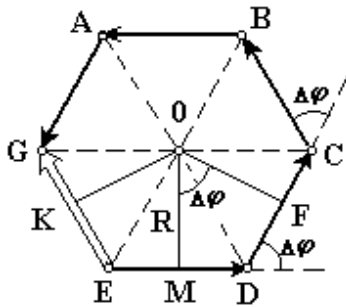


Рис. 7.17

Так как интенсивность J пропорциональна квадрату амплитуды, то интенсивность результирующего колебания

$$J = J_{01} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}, \quad (7.63)$$

где J_{01} – интенсивность одного источника колебаний.

При $\Delta\varphi \rightarrow 0$ уравнение для интенсивности принимает вид

$$J = J_{01}N^2. \quad (7.64)$$

Таким образом, *интенсивность главного максимума при интерференции N источников пропорциональна квадрату числа источников.*

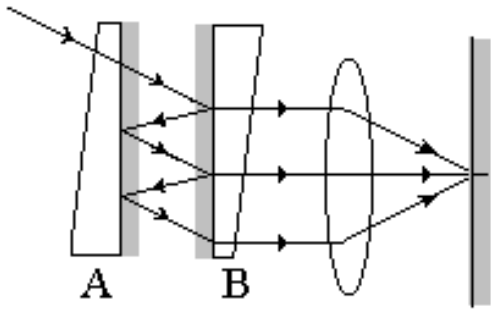


Рис. 7.18

Многолучевую интерференцию можно получить с помощью эталона Фабри-Перо – оптического интерференционного спектрального прибора (интерферометра) с двумерной дисперсией, который обладает высокой разрешающей способностью.

Его используют для разложения излучения в спектр. Он состоит из двух плоскопараллельных стеклянных пластин А и В, которые установлены строго параллельно на малом расстоянии друг от друга (рис. 7.18).

Внутренние поверхности пластин покрыты полупрозрачным слоем серебра с коэффициентом отражения $R \approx 0,9 - 0,95$.

Оптическая разность хода между каждой парой интерферирующих лучей $\delta = 2nd\cos\beta + \lambda$, где d – ширина зазора между пластинами; n – абсолютный показатель преломления воздуха.

Второе слагаемое λ учитывает дополнительное двукратное отражение одного из лучей.

В результате интерференции на экране наблюдается система светлых и темных колец равного наклона.

Важным преимуществом интерферометра Фабри-Перо является его большая светосила. Его угловая дисперсия значительно превышает дисперсию других аналогичных аппаратов.

Он используется также в объемных резонаторах оптических квантовых генераторов (лазеров).

Многолучевую интерференцию можно получить и с помощью *пластинки Луммера-Герке*, изготовленной из стекла или плавленого кварца толщиной от 3 до 10 мм и длиной 30 см (рис. 7.19).

Угол падения лучей для системы стекло-воздух близок к предельному углу полного внутреннего отражения. Лучи, испытав многократные отражения от поверхностей пластинки, выходят из нее с близкими интенсивностями.

Можно получить до $N = 10 - 15$ пучков с каждой стороны пластинки.

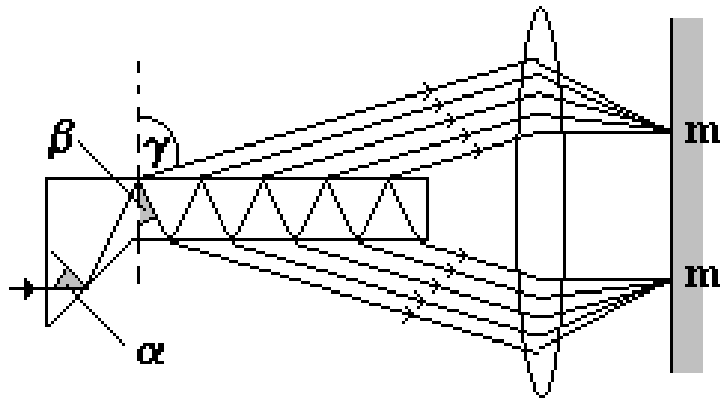


Рис. 7.19

На экране наблюдаются интерференционные полосы равного наклона.

Условие интерференционного максимума $2nd\cos\beta = m\lambda$, где d – толщина пластинки; β – угол преломления в стекле.

Многолучевая интерференция позволяет создать отражатели с высоким коэффициентом отражения при заданном коэффициенте

пропускания и минимуме поглощения.

На рис. 7.20 приведена система из пленок сульфида цинка ZnS ($n = 2,3$) и криолита Na_3AlF_6 ($n = 1,32$).

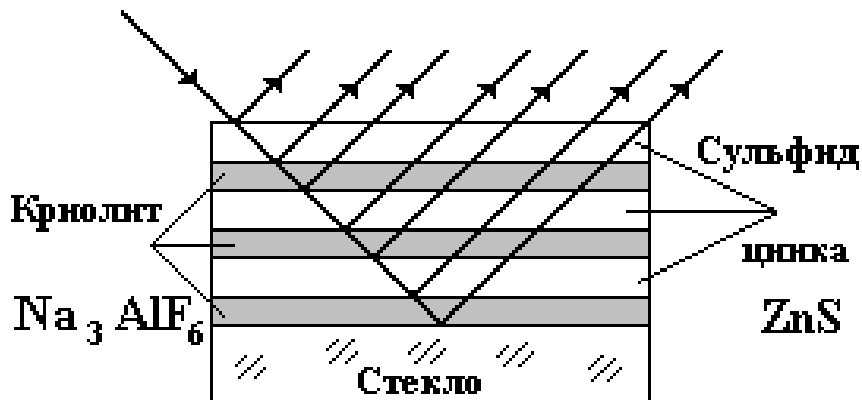


Рис. 7.20

Система из одиннадцати слоев позволяет получить коэффициент отражения $R \approx 99\%$, коэффициент пропускания $\theta \approx 3,5\%$, коэффициент поглощения $A \approx 0,5\%$.

Лекция 3

8. ДИФРАКЦИЯ ВОЛН

8.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

Любую плоскую электромагнитную волну можно представить в виде световых лучей, т. е. в виде узкого пучка света. В однородной среде свет распространяется прямолинейно, что подтверждается образованием тени от непрозрачных предметов. Любое отклонение при распространении волны от законов геометрической оптики называют дифракцией. Благодаря дифракции световые волны (как и любые другие волны, например, акустические) могут попадать в область геометрической тени: огибать препятствия, распространяться вдоль поверхностей, проникать сквозь малые отверстия, размеры которых сравнимы или меньше длины волны.

Для объяснения дифракции света (волновая природа света) используют *принцип Гюйгенса-Френеля: каждая точка фронта волны является источником вторичных волн, которые когерентны и интерферируют.*

Принцип Гюйгенса-Френеля позволяет найти результирующую амплитуду в некоторой точке пространства. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля свет должен наблюдаться в тех точках пространства, куда при интерференции вторичные волны приходят в одинаковой фазе (усиливают друг друга – максимум интерференции). В тех точках пространства, куда они приходят в противофазе (гасят друг друга – минимум интерференции), наблюдается темнота. Физический смысл огибающей вторичных волн заключается в том, что все вторичные волны колеблются в этот момент в одинаковых фазах и их интерференция приводит к максимальной интенсивности света. По этой причине и отсутствует обратная волна.

Действительно, вторичные волны, распространяющиеся вперед от волнового фронта, попадают в невозмущенное пространство. Они интерферируют только друг с другом. Вторичные волны, идущие назад, где распространяются в противофазе с ними первичные волны, гасят друг друга.

8.2. Метод зон Френеля

Строгий расчет дифракции света связан с математическими трудностями. Френель предложил более простой метод для объяснения дифракции света, который называют *методом зон Френеля*. Согласно этому методу в любой момент времени волновую поверхность S разбивают на отдельные зоны, каждая из которых отделена от предыдущей на $\lambda/2$ (рис. 8.1). При распространении плоской монохроматической электромагнитной (световой) волны (параллельный пучок лучей) в т. М на экране наблюдается дифракция света в виде чередующихся светлых и темных колец.

На произвольной волновой поверхности S , находящейся на расстоянии r_0 (ОМ) от экрана, выделим *зоны*, которые в данном случае, образуют ряд концентрических окружностей (колец). Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности S , находящейся на расстоянии $r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$ от точки М (рис. 8.1).

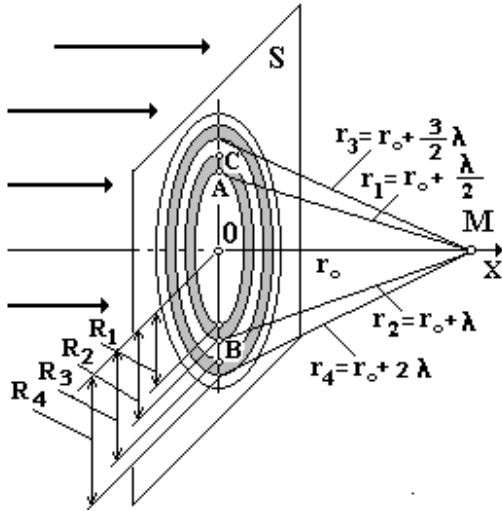


Рис. 8.1

Соответственно точки В, С волновой поверхности, находящиеся на расстоянии $r_1 = r_0 + \lambda$, $r_3 = r_0 + \frac{3}{2}\lambda$ и т. д. от т. М, образуют границы второй, третьей и т.д. зон Френеля. Найдем радиусы зон Френеля. В $\triangle OAM$ радиус первой зоны

$$R_1 = \sqrt{\left(r_0 + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - r_0^2},$$

т. е. $R_1 = \sqrt{1 \cdot r_0 \lambda}, \quad (8.1)$

где r_0 – расстояние от т. О до т. М;
 λ – длина волны света.

В $\triangle OBM$ радиус второй зоны

$$R_2^2 = (r_0 + \lambda)^2 - r_0^2 \text{ или } R_2 = \sqrt{2 \cdot r_0 \lambda}, \quad (8.2)$$

где слагаемым λ^2 пренебрегаем, так как $\lambda^2 \ll R$. В $\triangle OCM$ радиус третьей зоны

$$R_3 = \sqrt{3 \cdot r_0 \lambda} \text{ и т. д. } \quad (8.3)$$

Следовательно, для любой m – й зоны Френеля

$$R_m = \sqrt{m \cdot r_0 \lambda}, \quad (8.4)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$

Используя (8.1), находим площадь первой зоны

$$S_1 = \pi R_1^2 = \pi r_0 \lambda. \quad (8.5)$$

Все остальные зоны Френеля представляют собой концентрические полосы. Поэтому площадь второй зоны равна разности площадей круга радиуса R_2 и R_1 , т. е.

$$S_2 = \pi R_2^2 - \pi R_1^2 = \pi r_0 \lambda. \quad (8.6)$$

Площадь третьей зоны $S_3 = \pi R_3^2 - \pi R_2^2 = \pi r_0 \lambda$ и т. д.

Площадь m – ой зоны $S_m = \pi r_0 \lambda. \quad (8.7)$

Таким образом, площади всех зон Френеля равновелики и содержат одинаковое количество вторичных источников.

Вторичные волны, возбуждаемые в т. М от двух соседних зон, противоположны по фазе и при наложении гасят друг друга. Так как оптическая разность хода δ в т. М равна нечетному числу длин полуволн (условие минимума интерференции).

Следовательно, амплитуду результирующей волны можно найти по формуле $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$, (8.8) где A_1, A_2, A_3, \dots – амплитуды волн, возбуждаемых в т. М 1-, 2-, 3-й и т. д. зонами Френеля.

Чередование знаков «±» вызвано тем, что соседние зоны гасят друг друга. Однако по мере увеличения номера зоны величина амплитуда волны от соответствующих зон уменьшается, т. е. $A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$. Общее число зон Френеля на волновом фронте велико ($N \approx 10^5$). Результирующую амплитуду можно получить, если представить (8.8) в следующем виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (8.9)$$

так как все выражения, стоящие в скобках, равны нулю.

Следовательно, при полностью открытом фронте волны амплитуда результирующей волны равна половине амплитуды первой зоны Френеля.

Если свет распространяется от близкого точечного источника S (рис. 8.2, а, б), то применяя метод зон Френеля находим, что радиус m-й зоны

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda, \quad (8.10)$$

где a – радиус волновой поверхности; b – расстояние от вершины волновой поверхности до экрана; m – номер зоны; λ – длина волны света.

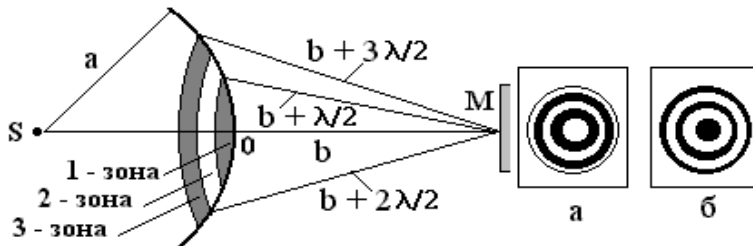


Рис. 8.2

Волны, возбуждаемые в т. М любым четным числом зон, противоположны по фазе и при наложении гасят друг друга, т. е. в центре дифракционной картины наблюдается темное пятно (рис. 8.2, б). Если число зон нечетно, то

в центре дифракционной картины наблюдается светлое пятно (рис. 8.2, а).

Если в формуле (8.2, а) положить $a = b = 1$ м и $\lambda = 500$ нм, то радиус первой (центральной) зоны Френеля $r_1 = 0,5$ мм. Поэтому практически можно считать, что свет распространяется от точечного источника S до т. М прямолинейно. В связи с этим свет при распространении можно рассматривать в виде лучей.

8.3. Метод векторных диаграмм

Амплитуды и фазы световых волн (колебаний) в задачах на дифракцию с использованием зон Френеля можно найти графически. Все зоны разбивают еще на ряд равных по амплитуде участков. Каждый из них отличается от соседнего участка по фазе на величину $\Delta\varphi = \pi/N$, где N – число частей, на которые разбита одна зона. Колебания на краю зон отличаются по фазе на π . Результирующая амплитуда

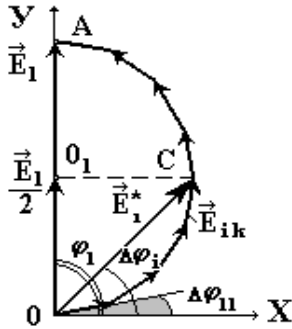


Рис. 8.3

волны каждой зоны $\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i$, где E_i – амплитуда i -го участка зоны. Колебание, возбуждаемое каждым участком первой зоны, будем характеризовать

вектором \vec{E}_{11} , который направлен под углом $\Delta\varphi_{11} = \pi / N$, например, к оси X (рис. 8.3). Колебания второго участка изобразим таким же вектором, но

направленным под углом $\Delta\varphi_{21}$ к первому вектору и т. д. В результате построения всей векторной диаграммы для одной зоны вектор, представляющий колебание последнего участка зоны, своим концом замкнет многоугольник в т. А. (на рис. 8.3 зона состоит из $N = 8$ участков).

Следовательно, вектор $\vec{E}_1 = \vec{OA}$ – амплитуда результирующего колебания всей первой зоны I, а результирующая фаза $\varphi_1 = \pi/2$. На рис. 8.3 вектором $\vec{E}_1^* = \frac{\sqrt{2}}{2} \vec{E}_1$ изображена амплитуда колебания, возбуждаемой от открытой половины первой зоны. Ее фаза $\Delta\varphi = \pi/4$. При распространении неограниченной волны вся бесконечная совокупность зон дает векторную диаграмму, в пределе переходящую в спираль (рис. 6.4).

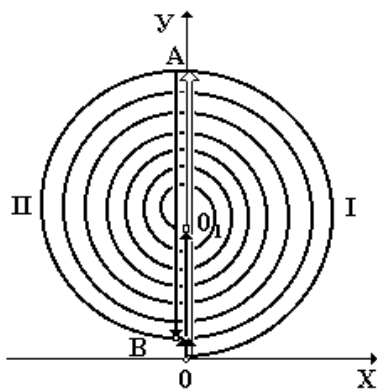


Рис. 8.4

Амплитуда результирующего колебания $\vec{E} = \vec{OO}_1 = \frac{\vec{E}_1}{2}$, а ее фаза $\varphi = \pi/2$. Например, при

открытых двух зонах, вектор \vec{OA} даст амплитуду волны первой зоны I, а вектор \vec{AB} – второй зоны II). Эти векторы направлены противоположно, поэтому их результирующая амплитуда равна вектору \vec{OB} (рис. 8.4). Метод векторных диаграмм для нахождения амплитуд и фаз удобен при решении задач, когда имеет место перекрытие непрозрачным экраном ряда или части зон. Метод расчета освещенности за системой экранов с использованием зон Френеля положен в

место перекрытия непрозрачным экраном ряда или части зон. Метод расчета освещенности за системой экранов с использованием зон Френеля положен в

основу теории *зонных пластинок*.

Действительно, интенсивность максимумов дифракционной картины в т. М можно увеличить, если использовать *амплитудную зонную пластинку*, в которой, например, все четные зоны (пластинка со светлым центром) или все нечетные (пластинка с темным центром) можно перекрыть непрозрачным экраном. Тогда при $A_1 = A_3 = A_5 = \dots$ $A_{рез} = A_1 + A_3 + A_5 + \dots = N \frac{A_1}{2}$. (8.11)

Интенсивность $J = N^2 \frac{A_1^2}{4}$. (8.13)

Еще больший эффект можно получить с помощью *фазовой зонной пластинки (Релей, Вуд)*, в которой, регулируя толщины пластинки, можно фазу колебания, например, четных зон Френеля или нечетных, изменить на,

противоположную. Тогда $A = \sum_{i=1}^N A_i = 2N \frac{A_1}{2}$. (8.14)

Соответственно интенсивность $J = 4N^2 A_1^2 / 4$. (8.15)

Метод *зон Френеля* качественно объясняет причину появления светлого пятна в центре тени от круглого диска (*пятно Пуассона*), которое создано вторичными волнами от первой кольцевой зоны Френеля, окружающей диск.

8.4. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Пусть непрозрачный экран с круглым отверстием некоторого радиуса R освещается сферической волной (рис. 8.5). Если расстояния L и r

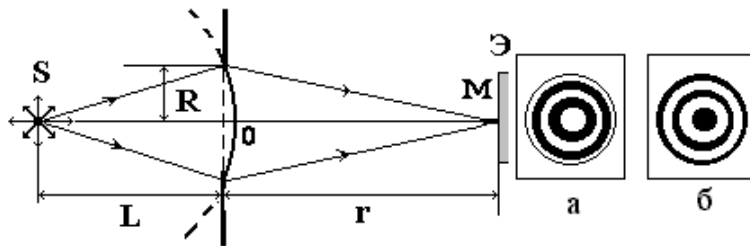


Рис. 8.5

удовлетворяют условию

$$R_m = \sqrt{\frac{L \cdot r}{L+r}} m \lambda,$$

то при нечетном m в т. М на экране (Э) в центре дифракционной картины будет светлое пятно (max, рис. 8.5, а). При четном m в

т. М на экране (Э) будет темное пятно (min, рис. 8.5, б). Согласно метода зон Френеля результирующая амплитуда волны в т. М будет соответствовать условию

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \pm A_m, \quad (8.16)$$

где A_m берется со знаком «+», если m нечетное, и со знаком «-», если m четное. После не сложных преобразований получим, что результирующая амплитуда

$$A = A_1 / 2 \pm A_m / 2. \quad (8.17)$$

Вывод: экран с отверстием дает увеличение амплитуды в ~ 2 раза, а интенсивности – в ~ 4 раза.

8.5. Дифракция на прямой щели

Различают два вида дифракции – *дифракцию Френеля* и *дифракцию Фраунгофера* (в параллельных лучах) в зависимости от соотношения между размерами тела, на котором происходит дифракция, и величиной зоны Френеля:

$$R_m = \sqrt{m \cdot r_0 \lambda}.$$

Пусть плоская монохроматическая волна (*дифракция Фраунгофера*) падает на узкую щель в непрозрачном экране (рис.8.6, а), где ширина щели много меньше ее длины ($a \ll \ell$); $AC = \delta = a \sin \varphi$ – оптическая разность хода лучей от краев щели; BC – фронт волны.

При достижении фронтом волны щели, в соответствии с принципом *Гюйгенса-Френеля*, все точки щели становятся источниками вторичных волн, колеблющихся в одинаковой фазе.

Все пространство за щелью будет охвачено волновым процессом, приводящим к дифракции света.

Найдем условия максимума и минимума дифракции света на щели для произвольного угла дифракции φ . Для этого разделим щель на зоны Френеля, которые будут иметь вид полос, параллельных ребру щели.

При интерференции света от соседних зон щели результирующая амплитуда будет равна нулю, так как колебания в них происходят в противофазе. Действительно, если $z = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}$ – есть число зон в щели, то при четном числе зон $z = 2k$, где $k = 1, 2, 3, \dots$, получаем условие минимума,

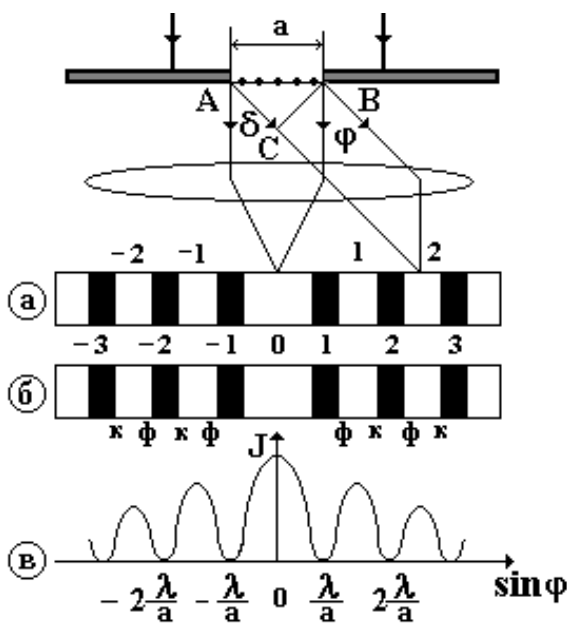


Рис. 8.6

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}. \tag{8.18}$$

При нечетном числе зон $z = (2k + 1)$ – условие максимума, т. е.

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \tag{8.19}$$

Интенсивность света в точке, положение которой определяется углом дифракции φ (рис. 8.6, в),

$$J = J_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}, \tag{8.20}$$

где J_0 – интенсивность света в центре дифракционной картины.

Угловое положение k -го максимума интенсивности дифракции на щели определяется по формуле

$$\sin \varphi_k = \pm \frac{2k+1}{a} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (8.21)$$

При данной ширине щели положение максимума и минимума зависит от λ . Чем больше длина волны, тем больше расстояние между максимумами. Поэтому при освещении щели белым светом в центре дифракционной картины наблюдается белая полоса, так как главный максимум (нулевого порядка) является общим для всех длин волн. Максимумы же 1-, 2-, 3-го и т. д. порядков будут окрашены в цветные полосы от фиолетового, синего, голубого и т. д. до красного включительно, симметрично расположенные относительно т. 0 (рис. 8.6, б). Если световая волна падает на щель под углом α , то оптическая разность хода между крайними лучами $\delta = a(\sin \varphi - \sin \alpha)$. Поэтому условие дифракционного минимума записывается в виде

$$a(\sin \varphi - \sin \alpha) = k\lambda. \quad (8.22)$$

8.6. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – высококачественный спектральный прибор, представляющий собой совокупность большого числа регулярно расположенных одинаковых параллельных друг другу щелей шириной a , разделенных непрозрачным промежутком b , нанесенных на плоскую или вогнутую (выпуклую) поверхность.

Применяется для разложения излучения в спектр, определения длины волны света и пр. Решетка характеризуется *периодом* $d = a + b$, числом щелей на единицу длины $n = 1/d$ и общим числом щелей N . Общая длина решетки

$$L = Nd. \quad (8.23)$$

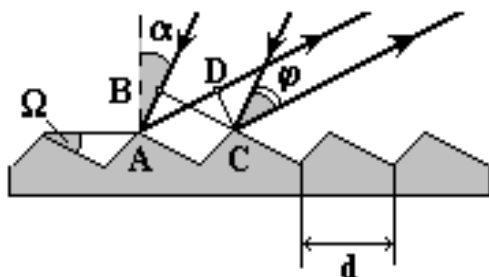


Рис. 8.7

Различают *амплитудные* и *фазовые* дифракционные решетки. У амплитудной дифракционной решетки периодически изменяется коэффициент отражения или пропускания, что приводит к изменению амплитуды падающей волны. У фазовой дифракционной решетки штрихи имеют специальную (например, треугольную) форму, которая изменяет фазу световой волны (рис. 8.7). Если на плоскую отражательную решетку падает световая волна в виде параллельного пучка лучей, то в результате интерференции когерентных лучей от всех N штрихов решетки пространственное (по углам) распределение интенсивности света можно представить в виде суммы двух функций: $J = J_N + J_1$.

Функция J_1 определяет интенсивность света при дифракции на одном

штрихе (рис. 8.8, б). Интенсивность J_N обусловлена интерференцией N когерентных лучей от всех штрихов решетки. Для данной длины волны λ функция J_N определяется периодом d , полным числом штрихов N , углами падения α и дифракции φ и не зависит от формы штрихов, т. е.

$$J_N = \left[\sin \frac{N\pi d(\sin \alpha + \sin \varphi)}{\lambda} \right]^2. \quad (8.24)$$

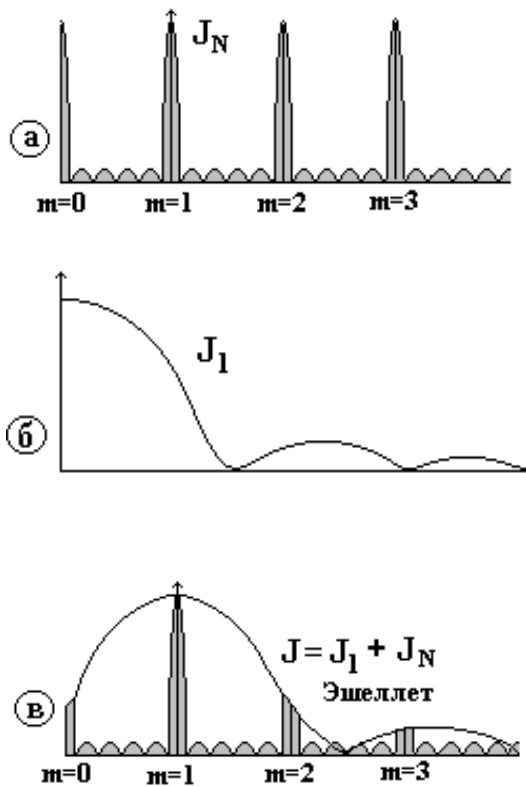


Рис. 8.8

направлениях, если оптическая разность хода между соседними когерентными пучками равна целому числу длин волн.

Интенсивность всех главных максимумов одинакова:

$$J_{Nmax} \approx N^2. \quad (8.28)$$

Функция J_1 зависит от d , λ , α , φ , от формы штриха.

Интенсивность максимумов дифракционной решетки можно рассчитать по формуле

$$J = N^2 \cdot J_1. \quad (8.29)$$

Фазовую дифракционную решетку с треугольным профилем штриха, концентрирующую около 80% энергии светового потока при $m \neq 0$ (обычно $m = 1$ или $m = 2$) называют *эшеллетом*. Угол, под которым происходит концентрация падающего светового потока в спектре, называют *углом блеска*. Изменяя угол наклона штриха грани, можно совместить центральный дифракционный максимум функции J_1 с любым интерференционным главным максимумом функции J_N любого порядка, кроме $m \neq 0$ (рис. 8.8, в).

Оптическая разность хода между когерентными параллельными лучами, падающими под углами φ от соседних штрихов фазовой отражательной дифракционной решетки,

$$\delta = AB + CD = d(\sin \alpha + \sin \varphi). \quad (8.25)$$

Функция J_N есть периодическая, с регулярной интенсивностью главных максимумов и вторичными максимумами малой интенсивности (рис. 8.8, а). Между соседними, главными максимумами располагаются $N-2$ вторичных максимумов и $N-1$ минимум. Положение главного максимума определяется из условия

$$\left(\frac{\pi \delta}{\lambda} \right)_{max} = \pm m\pi \quad (m=1, 3, \dots). \quad (8.26)$$

Таким образом, условие максимума определяется уравнением решетки

$$\delta = d(\sin \alpha + \sin \varphi) = \pm m\lambda. \quad (8.27)$$

Главные максимумы возникают в

Интенсивность для данного угла дифракции φ дифракционной решетки находят по формуле

$$J_{\varphi} = J_{\varphi,1} \frac{\sin^2 \left[\frac{N\pi}{\lambda} d(\sin \alpha + \sin \varphi) \right]}{\sin^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} d(\sin \alpha + \sin \varphi) \right]}. \quad (8.30)$$

При этом углы α и φ_{\max} должны одновременно удовлетворять соотношению (8.26) и

$$\alpha + \varphi = 2\Omega. \quad (8.31)$$

При нормальном падении монохроматического света на прозрачную дифракционную решетку на экране возникает дифракционная картина (рис. 8.9), для которой условие максимума принимает вид

$$\delta = d \sin \varphi = \pm m\lambda. \quad (8.32)$$

Действительно, если для расчета дифракционной картины использовать метод зон Френеля, то каждую щель разделим на z зон. Если в каждой щели укладывается четное число зон z , то на экране возникает минимум, для которого справедливо условие минимума для одной щели. Если в каждой щели укладывается нечетное число зон, то каждая из них становится точечным источником монохроматического света.

В этом случае расчет дифракционной картины решетки сводится к задаче о расчете интерференционной картины от многих когерентных источников с постоянной разностью фаз $2\pi\delta/\lambda = \text{const}$ (метод щелей Юнга).

Например, при

$$\delta^{\min} = (2m+1)\lambda/2,$$

получаем условие минимума для дифракционной решетки:

$$d \sin \varphi = (2m+1)\lambda/2. \quad (8.33)$$

При $\delta^{\max} = m\lambda$ – условие максимума для дифракционной решетки, формула (8.32).

Угловое положение m -го главного максимумов интенсивности дифракционной прозрачной решетки при нормальном падении света на нее определяется условием

$$\sin \varphi_{m, \max} \leq \frac{m\lambda}{d}. \quad (8.34)$$

Кроме минимумов, определяемых условием

$$\sin \varphi_{k, \min} = \frac{2k\lambda}{a}, \quad (8.35)$$

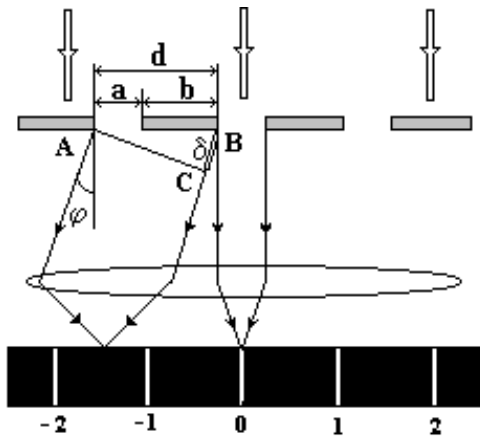


Рис. 8.9

между двумя соседними, главными максимумами располагаются $N-1$ добавочных минимумов, угловые направления которых определяются условием

$$\sin\varphi = \pm \frac{k\lambda}{N}, \quad (8.36)$$

где k принимает целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, 3N, \dots, kN$.

Основными спектральными характеристиками дифракционной решетки являются:

1. Угловая дисперсия характеризует степень пространственного разделения лучей с разной длиной волны. После дифференцирования (8.32) имеем

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\varphi}. \quad (8.37)$$

2. Разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}, \quad (8.38)$$

или
$$R = mN = \frac{Nd}{\lambda} (\sin\alpha + \sin\varphi), \quad (8.39)$$

где $d\lambda$ – минимальная разность длин волн двух монохроматических линий λ и $\lambda + d\lambda$ равной интенсивности, которые еще можно различить в спектре,

$L = Nd$ – длина решетки.

В этом случае используют *критерий Рэлея*: две спектральные линии разрешены, если центральный максимум одной совмещен с первым минимумом другой.

3. Область дисперсии дифракционной решетки $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – величина интервала спектра, при котором спектр данного порядка m не перекрывается со спектром соседних порядков. Область дисперсии определяется из условия

$$d (\sin\alpha + \sin\varphi_{\max}) = m\lambda_2 = (m + 1) \lambda_1, \quad (8.40)$$

т. е.
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = N.$$

Например, из уравнения решетки следует, что угол дифракции главных максимумов есть функция длины волны, т. е. $\varphi_{\max} = f(\lambda)$. т. е. дифракционная решетка пространственно по углам разлагает излучение различных длин волн и на экране возникает одновременно несколько спектров для каждого значения $m \neq 0$ (величину $m = 0, 1, 2, \dots$ называют порядком спектра). При $m = 0$ разложения в спектр не происходит, т. к. условие $d(\sin\alpha + \sin\varphi) = 0$ справедливо для всех длин волн. А падающий и дифрагирующий лучи нулевого порядка располагаются симметрично относительно нормали к решетке.

По обе стороны от направления на максимум нулевого порядка

расположены максимумы и спектры $m = \pm 1, m = \pm 2, \dots$ порядков. Если на дифракционную решетку нормально падает плоская, световая волна белого цвета, то на экране наблюдается дифракционный спектр в виде чередования максимумов и минимумов.

Причем, центральный максимум нулевого порядка окрашен в белый цвет, а по обе стороны его наблюдаются цветные полосы от фиолетового до красного цвета включительно (максимумы первого порядка), затем несколько дальше расположатся вторые цветные полосы (максимумы второго порядка) и т.д.

Так как длина волны красного цвета $\lambda_{кр} \approx 7 \cdot 10^{-7}$ м, а фиолетового цвета – $\lambda_{ф} \approx 4 \cdot 10^{-7}$ м, то красный конец спектра второго порядка накладывается на спектр третьего порядка.

Еще сильнее перекрываются спектры более высоких порядков.

Используя метод Фурье можно осуществить оптическую фильтрацию пространственных частот, например, с помощью метода двойной дифракции.

Существуют дифракционные решетки, пропускная способность которых для света изменяется в направлении периодичности по синусоидальному закону. Их называют дифракционными решетками с синусоидальной пропускаемостью.

Лекция 4

8.7. Разрешающая способность спектральных приборов

а). Призма

Проходя через призму, белый цвет (луч) не только преломляется, но и разлагается в цветной радужный спектр.

Рассмотрим прохождение через призму монохроматического луча света.

Свет, падающий на призму, с преломляющим углом δ и абсолютным показателем преломления n (окружающая среда – вакуум, $n_v = 1$)

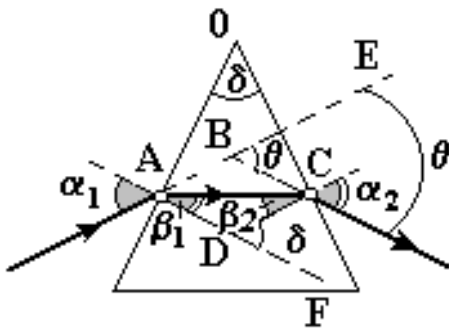


Рис. 8.10

проходит через призму, как показано на рис. 8.10.

Используя закон преломления в точках А и С, имеем

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n; \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = n.$$

Из рис. 8.10 следует, что

$$\theta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2);$$

$$\beta_1 + \beta_2 = \delta.$$

Следовательно,

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_2} = n; \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin(\delta - \beta_1)} = n \quad (8.41)$$

$$\theta = \alpha_1 + \alpha_2 - \delta$$

Если $\angle \alpha_1 = \angle \alpha_2$, то угол отклонения светового луча θ будет наименьшим.

Во многих оптических приборах применяются отражательные призмы. Для построения хода лучей в них используют закон преломления и явление полного внутреннего отражения.

Световой луч, войдя в призму, испытывает одно или несколько полных внутренних отражений.

Угол, образованный выходящим лучом с выходной гранью призмы, равен углу, образованному входным лучом с входной гранью. Это приводит к тому, что в отражательных призмах не наблюдается разложение белого света на различные цвета.

Это не наблюдается и при прохождении белого света через плоскопараллельную пластинку.

В случае, где рассматривается *призма Дове*, световые лучи наряду с полным внутренним отражением испытывают два преломления.

При падении белого света на такую призму из нее выйдет набор лучей разного цвета.

Однако из-за параллельности лучей и вследствие того, что световой пучок имеет некоторую ширину, произойдет их сложение (перекрывание) и будет наблюдаться снова белый свет.

Это произойдет в том случае, если ширина пучка $d < \Delta \ell$, где $\Delta \ell$ – ширина выходящего пучка из призмы.

При $\Delta \ell \sim 2 \cdot 10^{-4}$ м наблюдатель может разрешить (видеть отдельно), например, красный и фиолетовый лучи.

Отражательную призму используют вместо второго зеркала в резонаторе лазера для получения импульсного излучения, если она вращается.

Например, при числе оборотов $n = 10^3$ об/с, совершаемых отражательной призмой, получают световые импульсы длительностью $\tau \sim 10^{-7}$ с.

Максимальная величина мощности импульса составляет $\sim 10^7$ Вт.

Разрешающую способность призмы можно найти по формуле:

$$\lambda / \delta\lambda = -(\ell_2 - \ell_1) \delta n / \delta\lambda, \quad (8.42)$$

где ℓ_2 и ℓ_1 – различные пути хода лучей в призме и при нормальной дисперсии стекла призмы ($\delta n / \delta\lambda < 0$).

Минимальная разрешающая способность призмы, при которой может быть разрешена двойная D-линия натрия $\lambda / \delta\lambda \approx 956$, если $\ell_2 = 1$ см – длина основания призмы; $\ell_1 = 0$.

б). Оптическая линза

В науке и технике широко используются *оптические собирающие и рассеивающие линзы, электронные, магнитные и гравитационные линзы.*

Если оптическая линза находится в среде с абсолютным показателем преломления $n_1 > 1$, то формула линзы записывается в виде

$$\left(\frac{n}{n_1} - 1\right) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{F},$$

где n – абсолютный показатель преломления материала линзы; R_1 и R_2 – радиусы кривизны преломляющих поверхностей линзы; F – фокусное расстояние линзы.

Если $n_1 = 1$, то формула (6.41) принимает более простой вид:

$$(n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{F} \quad (8.43)$$

или
$$\frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{1}{F}, \quad (8.43a)$$

где f – расстояние от предмета до линзы; d – расстояние от изображения до линзы.

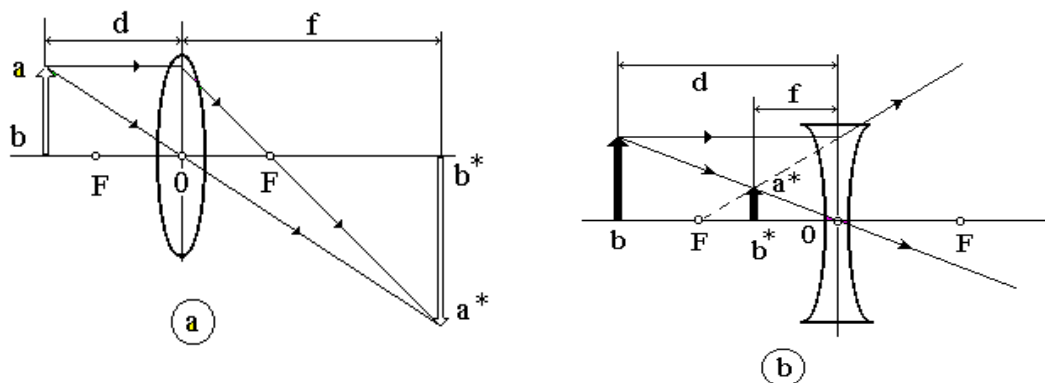


Рис. 8.11

На рис. 8.11, а показан ход лучей в собирающей линзе. На рис. 8.11, б показан ход лучей в рассеивающей линзе.

Угловое расстояние между двумя светящимися точечными объектами можно найти по формуле $\delta\theta = \Delta\theta_1$, где $\Delta\theta_1$ – угловое расстояние двух

точечных источников, даваемое идеальной линзой с диаметром объектива линзы D . Величина, обратная $\delta\theta$ – есть разрешающая способность линзы (оптической системы).

Для телескопа угловое расстояние двух точечных источников можно найти по формуле

$$\Delta\theta_1 = 1,22 \cdot \lambda / D, \quad (8.44)$$

D – диаметром объектива телескопа.

8.8. Аберрация света

При использовании различных оптических приборов из-за параксиальности лучей (приосевые лучи) возникают искажения изображений предметов на экране. Существуют несколько типов аберраций оптических систем:

а). Сферическая аберрация.

Сферическая аберрация наблюдается при получении изображений предметов с помощью линз.

Края линзы сильнее преломляют лучи, чем преломление средней части линзы, что приводит к размытости изображения. Различные комбинации собирающих и рассеивающих линз с разными показателями преломления почти полностью удается устранить сферическую аберрацию.

б). Кома.

Если через оптическую систему проходит широкий пучок лучей от светящейся точки, расположенной не на оптической оси, то на экране изображение этой точки выглядит в виде светящегося пятнышка, напоминающего кометный хвост. Такая световая погрешность называется *комой*. Используя комбинации собирающих и рассеивающих линз, с разными показателями преломления удается устранить кому.

в). Хроматическая аберрация

Если оптическую систему освещают не монохроматическим светом, то в результате дисперсии изображении на экране будет не только размыто, но и окрашено по краям. Такое явление называется *хроматической аберрацией*.

Для устранения хроматической аберрации используют комбинации собирающих и рассеивающих линз, с разными показателями преломления для совмещения фокусов нескольких цветовых лучей.

г). Дисторсия

Нарушение геометрического подобия между предметом и его

изображением на экране из-за больших углов падения лучей на оптические системы называют *дисторсией*. Различают подушкообразную и бочкообразную дисторсии.

д). Астигматизм

Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в различных плоскостях сечения падающего светового пучка, называется *астигматизмом*. Устраняют астигматизм подбором различных радиусов кривизны преломляющих поверхностей оптической системы.

8.9. Дифракция рентгеновских лучей

Рентгеновские лучи представляют собой электромагнитные волны с длиной волны $\lambda \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ м.

Если кристаллическое тело рассматривать как совокупность параллельных атомных плоскостей, находящихся на расстоянии $d \approx 10^{-10}$ м друг от друга, то для рентгеновских лучей его можно рассматривать естественной трехмерной дифракционной решеткой.

Процесс дифракции рентгеновского излучения представляется как отражение излучения от системы этих плоскостей кристаллической решетки.

Дифракционные максимумы возникают в направлениях, в которых вторичные (рассеянные атомами) волны распространяются с одинаковыми фазами (рис. 8.12).

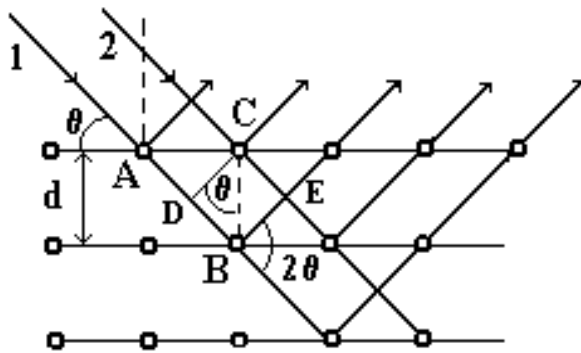


Рис. 8.12

Дифракционные максимумы удовлетворяют условиям Лауэ:

$$\begin{aligned} a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= h\lambda, \\ b(\cos\beta - \cos\beta_0) &= k\lambda, \\ c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= \ell\lambda, \end{aligned} \quad (8.45)$$

где a, b, c – периоды кристаллической решетки по трем осям; $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ – углы, образованные падающими лучами; α, β, γ – углы,

между рассеянными лучами и осями кристалла; h, k, ℓ – целые числа (*индексы Миллера*).

Вторичные когерентные волны, отразившись от различных атомных слоев интерферируют между собой.

Дифракционный максимум удовлетворяет условию

$$2d\sin\theta = \pm m\lambda, \quad (8.46)$$

где θ – угол скольжения; d – период элементарной кристаллической решетки

кристалла; m – порядок дифракционного максимума.

Дифракция рентгеновских лучей наблюдается в кристаллах, поликристаллах, аморфных телах, жидкостях и газах.

Зависимость величины и пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения от структуры и других физических характеристик образца легла в основу рентгено-структурного анализа и рентгенографии материалов.

8.10. Основы голографии

В 1948 г. английский физик *Габор* предложил метод получения объемных изображений различных предметов, получивший название *голографии*, заключающийся в записи, воспроизведении и преобразовании волновых полей.

В этом методе учитываются при записи голограммы не только амплитуды, но и фазы рассеянных предметом интерферируемых волн.

В первых голограммах изображение было черно-белое.

Голография происходит от греческих слов «*holos*» – весь, полный и «*grapho*» – пишу, рисую.

Используя методы голографии, можно записывать и воспроизводить волновые поля различной физической природы, в том числе электромагнитные (видимого, ИК–, радио–), акустические, электронные и пр.

Голограмма – запись на чувствительном материале интерференционной картины, возникающей в результате взаимодействия волнового поля с опорной волной.

Современная цветная и объемная голограмма отражает почти все характеристики волновых полей: амплитуду, фазу, спектральный состав (длину волны), состояние поляризации, изменение волновых полей во времени, а также свойства волновых полей и сред, с которыми эти поля взаимодействуют. Общая схема записи голограммы приведена на рис. 6.14.

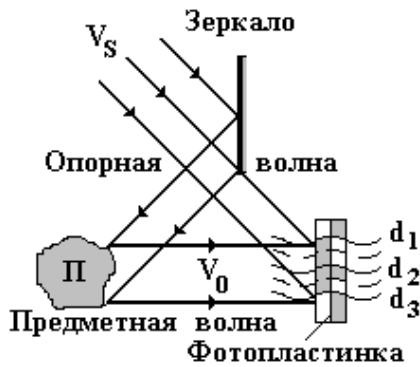
Волна V_0 , отраженная предметом Π , складывается с опорной волной V_s от источника лазерного излучения.

Опорная волна должна иметь простую форму (волновой фронт плоский или сферический) и быть когерентной по отношению к предметной волне.

В результате наложения волн V_0 и V_s возникает пространственная интерференционная картина (стоячая волна), представляющая собой систему поверхностей пучностей, на которых интенсивность волнового поля максимальна с чередующимися узловыми поверхностями, где интенсивность становится минимальной (на рис. 8.13 – волнистые пунктирные линии). Интерференционная картина записывается в прозрачной светочувствительной среде объемом V .

После экспозиции и химической обработки голограммы в толще

светочувствительного материала формируется фотографическое изображение, распределение плотности которого моделирует распределение интенсивности в стоячей волне.



Запись и воспроизведение волнового поля с помощью голограммы можно объяснить следующим образом: при записи голограммы поверхности пучностей интерференционной картины d_1, d_2, d_3, \dots возникают именно там, где фазы предметной и опорной волн совпадают.

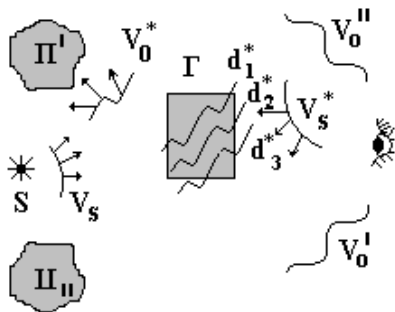
В точках пространства, принадлежащим этим поверхностям, волны V_0 и V_S отличаются только направлением распространения.

После проявления на месте поверхностей пучностей образуются своеобразные металлические или диэлектрические кривые

зеркала сложной формы $d_1^*, d_2^*, d_3^*, \dots$ (рис. 8.14).

Когда на голограмму падает волна V_S , эти зеркала изменяют направление восстановленной волны именно в тех точках, где ее фазы совпадают с фазами предметной волны V_0 .

После этого волны V_0 и V_S не отличаются и по направлению, т.е. волна V_S полностью преобразуется в V_0 .



Наблюдатель, регистрируя восстановленную голограммой волну V_0^* , не может отличить ее от истинной волны V_0 , отраженной предметом, и соответственно видит изображение этого предмета, неотличимое от самого предмета (рис.8.14).

Восстановленное голографическое изображение объемно, при изменении точки наблюдения изображение предмета можно увидеть с разных сторон даже то, что находится за ним.

Рис. 8.14

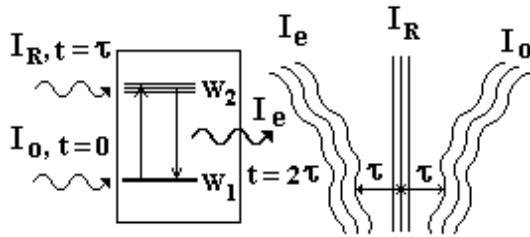
В 1962 г. русский ученый Ю.Н. Денисюк предложил метод голографической записи в толстослойных средах, которые способны восстанавливать и длину волн, отраженных от объекта. Голограммы стали цветными. В настоящее время для получения голограмм используют поляризацию света. Что позволяет рассматривать объемное изображение, например, молекулярной структуры кристаллов и др.

Свойства голограмм весьма разнообразны. Например, они способны формировать обращенную волну, наблюдать спектральную избирательность (селективность) трехмерных голограмм, проявляют способность восстанавливать голографическое изображение и т. д. С помощью методов

голографии можно получать голограммы: двумерные, движущихся тел, поляризационные, эхо-голограммы, объемные и т. д. Рассмотрим формирование эхо-голограммы.

Голограммы, которые объединяют свойства голографии и фотонного «эха», называют эхо-голограммами.

Если в начальный момент времени $t = 0$ на резонансную среду направить импульс предметной волны V_0 , то часть атомов среды перейдет из основного состояния с энергией W_1 в возбужденное состояние W_2 (рис. 8.15).



За время поперечной релаксации, в состоянии W_2 фаза колебаний атомов остается такой же, как и фаза предметной волны при $t = 0$.

В момент времени $t = \tau$ опорная волна излучается в виде импульса I_R .

Этот импульс обращает на 180° фазы колебаний всех атомов среды, после чего колебания начинают излучаться в обратном направлении. По истечении времени $t = 2\tau$ среда излучает импульс «эха» I_e .

Волновой фронт импульса совпадает с фронтом предметной волны либо обращен.

В случае эхо-голограммы пространственная память объединена с временной памятью, что позволяет воспроизводить процессы, связанные с изменениями во времени и пространстве.

Рис. 8.15

Лекция 5

9. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ВЕЩЕСТВОМ

9.1. Дисперсия света

Дисперсией света называют зависимость показателя преломления вещества от частоты (длины волны) света или зависимость фазовой скорости света в веществе от частоты.

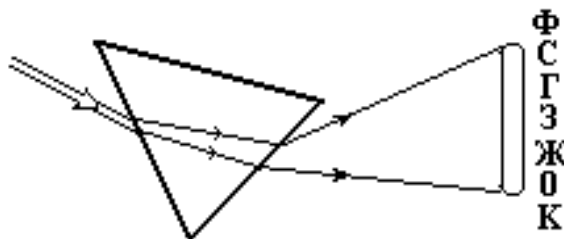


Рис. 9.1

Следствием дисперсии света является разложение белого света в цветной спектр, при пропускании его через призму (рис. 9.1). Уже в 1 веке н. э. было известно, что природные шестиугольные призмы (монокристаллы) разлагают белый свет на семь основных цветов (табл. 9.1). Белый

Белый свет на семь основных цветов (табл. 9.1). Белый

свет разделяется на семь основных цветов из-за свойств вещества призмы неодинаково преломлять лучи с различной длиной волны λ и вновь смешивать в белый свет при их сложении (рис. 9.1).

Таблица 9.1

Красный	750 - 620
Оранжевый	620 - 590
Желтый	590 - 570
Зеленый	570 - 530
Голубой	530 - 500
Синий	500 - 450
Фиолетовый	450 - 390
Цвет	λ , нм

Каждый цвет имеет набор частот в некотором интервале от ν до $\Delta\nu$. Поэтому строго монохроматических лучей света с точно фиксированной длиной волны не существует. На практике монохроматическими считают лучи, для которых $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$. Наиболее высокую степень монохроматичности имеет излучение лазера, для которого $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 10^{-7}$. В связи с

этим переход от одного цвета к другому осуществляется плавно и непрерывно. Причем ширина цветных полос на экране от фиолетового до красного увеличивается.

Дисперсию называют *нормальной*, если показатель преломления вещества с увеличением частоты увеличивается, т. е. $(dn / d\nu) > 0$. Если же показатель преломления вещества с увеличением частоты уменьшается, то дисперсию называют *аномальной*, т. е. $(dn / d\nu) < 0$. Опыты *Ньютона* и

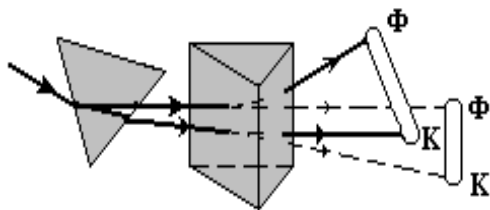


Рис. 9.2

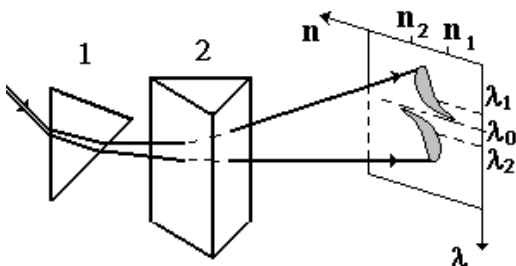
других исследователей показали, что с увеличением длины волны света показатель преломления уменьшается (*нормальная дисперсия*).

Используя метод скрещенных призм, *Ньютон* показал существование нормальной дисперсии света (рис. 9.2). Исследования аномальной дисперсии

света проводил *Кундт*, также используя метод скрещенных призм. В качестве второй призмы он использовал призматическую кювету, заполненную раствором цианита (рис. 9.3). После прохождения светом первой призмы на экране наблюдается нормальная дисперсия. После прохождения второй призмы на экране появляется специфическая картина спектра. Если $\lambda_1 <$

λ_2 , то $n(\lambda_1) < n(\lambda_2)$. Такое явление связано с поглощением света веществом

Рис. 9.3



второй призмы (раствором цианита). При λ_0 происходит максимальное поглощение света. Рождественский при наблюдении дисперсии света в парах натрия использовал призму и интерферометр (рис. 9.4). Он применил метод «крюков», который широко используется в современной экспериментальной оптике. В зависимости от характера дисперсии групповая скорость света в веществе может быть как больше, так и меньше фазовой скорости.

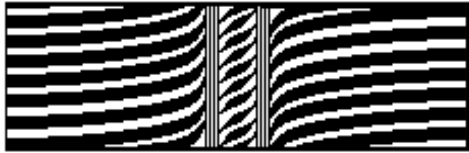


Рис. 9.4

Групповая скорость связана с фазовой скоростью, следующим соотношением:

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{v}{1 + \frac{v}{n} \cdot \frac{dn}{dv}} \quad (9.1)$$

В случае нормальной дисперсии $(dn / dv) > 0$, значит, $u < v$, а в случае аномальной дисперсии $(dn / dv) < 0$, т. е. $u > v$. Согласно классической теории дисперсии под влиянием электрического поля падающей световой волны электроны атомов и молекул начинают совершать вынужденные колебания с той же частотой. Если частота световой волны приближается к собственной частоте колебания электрона, то возникает резонанс, приводящий к поглощению света. Существование собственных частот колебаний электронов, приводящих к зависимости показателя преломления вещества $n = \sqrt{\epsilon}$ (для прозрачных веществ $\mu = 1$) от частоты падающего света, хорошо передает весь ход дисперсии света как вблизи полос поглощения, так и вдали от них. Согласно теории для n и $\kappa = 1 - \epsilon$ справедливы следующие формулы:

$$n = 1 + 2\pi n_0 \frac{q_e^2}{m} \cdot \frac{v_0^2 - v^2}{(v_0^2 - v^2) + \sigma^2 v^2}, \quad \kappa = 2\pi n_0 \frac{q_e^2}{m} \cdot \frac{\sigma v}{(v_0^2 - v^2) + \sigma^2 v^2}, \quad (9.2)$$

где n_0 – число заряженных частиц в единице объема; m – масса заряженных частицы; σ – коэффициент затухания; v – частота падающего света; v_0 – частота колебания частицы; q_e – заряд частицы.

На рис. 9.5 приведена графическая зависимость n и κ от $\frac{v}{v_0}$.

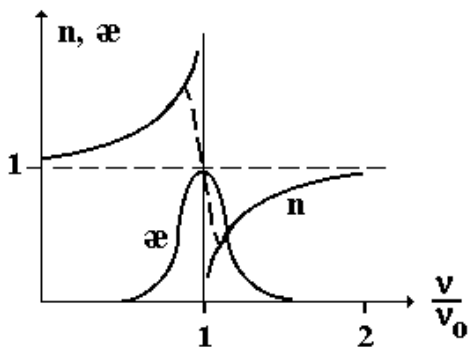


Рис. 9.6

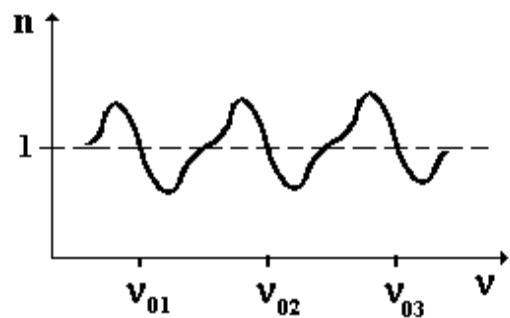


Рис. 9.6

В действительности, например, у газообразных веществ, при прохождении света наблюдается ряд полос поглощения. Это вызвано тем, что каждое вещество имеет набор, характерных для него частот.

Таким образом, согласно классической теории дисперсии света каждый атом вещества рассматривается как система гармонических осцилляторов заряженных частиц с разными эффективными массами и зарядами, которые совершают незатухающие гармонические колебания с частотой ν . Под действием падающей электромагнитной волны все осцилляторы совершают вынужденные колебания и вносят свой вклад в поляризацию вещества, что отражается на показателе преломления (рис. 9.6). Квантовая теория дисперсии света, в отличие от классического гармонического осциллятора, рассматривает атом (даже если он одноэлектронный) как квантовую систему, излучающую не одну частоту ν , а целый спектр частот ν_{mn} , которые в квантовой теории дисперсии и играют роль собственных частот атома.

Принципиально новое явление, предсказанное квантовой теорией, состоит в том, что силы осцилляторов могут быть не только положительными, но и отрицательными. В соответствии с этим различают положительную и отрицательную дисперсии. В случае отрицательной дисперсии при распространении света в веществе имеет место его усиление, т. к. можно создать инверсионную заселенность энергетических уровней. Явление инверсионной заселенности энергетических уровней широко используется в лазерах.

9.2. Поглощение и рассеяние света

9.2.1. Поглощение света

При поглощении света веществом происходит уменьшение интенсивности оптического излучения.

Основным законом, описывающим поглощение света, является закон *Бугера-Ламберта*

$$J = J_0 e^{-a_\lambda d}, \quad (9.3)$$

который связывает интенсивность J пучка света, прошедшего слой поглощающей среды толщиной d , с интенсивностью падающего пучка J_0 .

Коэффициент a_λ называют показателем поглощения, который различен для разных длин волн.

Закон *Бугера-Ламберта* является решением уравнения

$$\frac{dJ}{J} = -a_\lambda d\ell. \quad (9.4)$$

С современной точки зрения физический смысл его состоит в том, что процесс потери фотонов, характеризующий a_λ , не зависит от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света и от толщины поглощающего слоя d .

Согласно квантовой теории процесс поглощения света связан с переходом электронов в поглощаемых атомах, ионах, молекулах, или твердом теле с более низких энергетических уровней на более высокие энергетические уровни.

В световых пучках большой интенсивности закон Бугера-Ламберта не выполняется.

Если в поглощающей среде искусственно создана инверсия населенности, то каждый фотон из падающего пучка света имеет большую вероятность индуцировать испускание точно такого же фотона, чем быть поглощенным самому (вынужденное излучение).

В этом случае интенсивность выходящего пучка света J превосходит интенсивность падающего света J_0 .

Следовательно, происходит не поглощение, а усиление света, что используется в квантовых усилителях и квантовых генераторах (лазерах).

Поглощение света используется в различных областях науки и техники в особо высокочувствительных методах количественного и качественного химического анализа.

9.2.2. Рассеяние света

Изменение какой-либо характеристики потока оптического излучения при его взаимодействии с веществом называют *рассеянием света*.

Этими характеристиками могут быть пространственное распределение интенсивности, частотный спектр, поляризация света.

Во многих случаях оказывается достаточно описать рассеяние света в рамках классической волновой теории излучения, с точки зрения которой падающая волна возбуждает в частицах среды вынужденные колебания электрических зарядов.

Это приводит к возникновению вторичных световых волн.

В случае оптически однородных веществ рассеивание отсутствует, так как вторичные волны взаимно поглощаются вследствие интерференции.

Обычно рассеяние света наблюдается в оптически неоднородных средах, показатель преломления которых изменяется от точки к точке.

Таковыми средами являются *аэрозоли (туман, дым), эмульсии, коллоидные растворы, матовые стекла* и т. д.

Если расстояние между малыми по размеру неоднородностями среды много больше длины волны падающего света, то излучаемые ими вторичные

волны не когерентны и при наложении не могут интерферировать.

Следовательно, неоднородная среда рассеивает свет по всем направлениям.

Рэлей показал, что интенсивность J света, рассеянного частицей, обратно пропорциональна четвертой степени длины волны (закон Рэля), т. е.

$$J \sim \lambda^{-4}. \quad (9.5)$$

Если энергия испущенного фотона равна энергии поглощенного фотона, то рассеяние света называют *рэлеевским, или упругим*.

Последовательное описание рассеяния света возможно в рамках квантовой теории взаимодействия излучения (света) с веществом, основанной на квантовой электродинамике и квантовых представлениях о строении вещества.

В этой теории единичный акт рассеяния света рассматривается как поглощение частицей вещества падающего фотона с энергией, импульсом и поляризацией, а затем испускание вторичного фотона с другими значениями энергии, импульса и поляризации.

Рассеяние света в кристаллах можно рассматривать как результат дифракции падающего излучения на упругих тепловых волнах гиперзвуковых частот $\nu \sim 10^{10}$ Гц (явление *Мандельштама - Бриллюэна*).

9.2.3. Комбинационное рассеяние света

Рассеяние света в газах, жидкостях и кристаллах, сопровождающееся изменением его частоты, называют комбинационным рассеянием света.

Комбинационное рассеяние света исследовали *Рамон, Мандельштам, Ландсберг, Кришнан* и др. В отличие от рэлеевского, при комбинационном рассеянии света в спектре рассеянного излучения наблюдаются спектральные линии, отсутствующие в линейчатом спектре падающей волны. Число и расположение возникающих линий определяется молекулярным строением вещества. При комбинационном рассеянии света изменение частоты падающего излучения сопровождается переходом рассеиваемых молекул на другие колебательные или вращательные уровни. Комбинационное рассеяние света с изменением электронного состояния молекул наблюдается в небольшом числе случаев. В отличие от люминесценции, при комбинационном рассеянии света система под действием кванта с энергией $\varepsilon = h\nu$ не переходит в возбужденное электронное состояние. Поэтому энергия $\varepsilon = h\nu$ падающего кванта может быть значительно меньше энергии $\varepsilon = h\nu_e$ кванта, способного перевести молекулу из основного электронного состояния W_{e0} в возбужденное электронное состояние W_{10} (рис. 9.7, а).

Комбинационное рассеяние света, возникающее при переходе молекул из невозбужденного колебательного состояния, с колебательным квантовым числом $\nu = 0$, в возбужденное состояние с колебательным квантовым числом

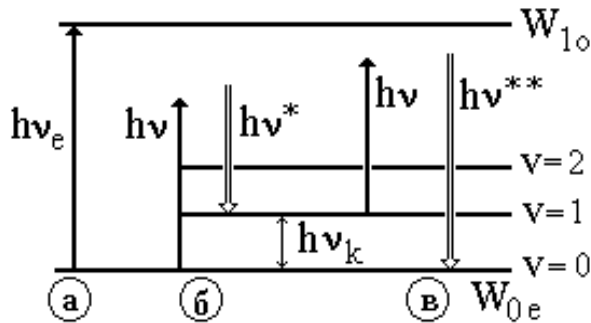


Рис. 9.7

$\nu = 1, \nu = 2$ и т. д., называют стоксовым комбинационным рассеянием света (рис. 9.7, б).

Если же молекула до воздействия света находилась в возбужденном состоянии, например, характеризуемом $\nu = 1$, то при комбинационном рассеянии света она может перейти в невозбужденное колебательное состояние с $\nu = 0$. При этом энергия

$$h\nu^{**} > h\nu$$

рассеянного светового кванта

– *антистоксово комбинационное рассеяние света* (рис. 9.7, в).

Все сказанное относится и к комбинационному рассеянию света с изменением вращательного состояния молекулы, характеризующегося вращательными квантовыми числами.

Соотношения между энергиями падающего и рассеянного фотонов в случае стоксова комбинационного рассеяния света имеет вид

$$h\nu^* = h\nu - h\nu_k, \tag{9.6}$$

а в случае антистоксова комбинационного рассеяния света –

$$h\nu^{**} = h\nu + h\nu_k, \tag{9.7}$$

где $h\nu_k$ представляет собой энергию возбужденного колебательного (или вращательного) состояния молекулы.

Таким образом, при прохождении излучения сквозь вещество может наблюдаться рассеяние трех видов: когерентное рассеяние без изменения длины волны; рассеяние с потерей энергии, часть которой идет на возбуждение лучеиспускающим веществом; рассеяние с увеличением энергии рассеянных фотонов (комбинационное рассеяние света). Квантовая теория объяснила различие интенсивности стоксовых и антистоксовых линий комбинационного рассеяния света. Если в веществе имеется ряд собственных частот $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$, колебаний молекул, то в спектре рассеянного света появляется набор комбинационных частот: $\nu_0 \pm \nu_1, \nu_0 \pm \nu_2, \nu_0 \pm \nu_3, \dots$. Спектры комбинационного рассеяния света получают с помощью специальной оптической установки, в которой падающий пучок света концентрируют на излучаемом веществе.

В качестве источника света используют лазер. Рассеянный свет наблюдается под углом рассеяния $\theta = 90^\circ$ к направлению падающего пучка света (рис. 9.8), где Л – лазер; К – кювета с рассеивающим веществом или кристалл; N – призма Николя; \vec{E} – электрический вектор падающей световой волны; \vec{p} – индуцированный дипольный момент.

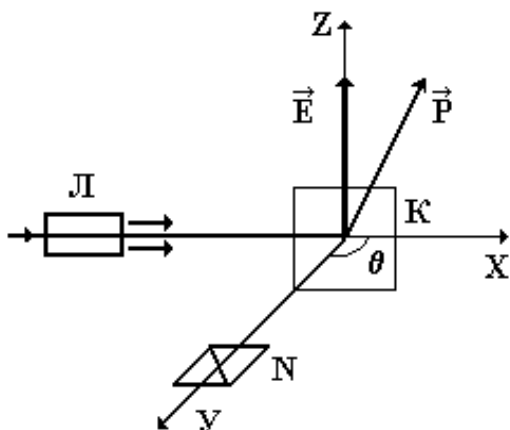


Рис. 9.8

Под действием на рассеивающую среду мощного лазерного излучения свойства среды изменяются так, что в ней возникает вынужденное комбинационное рассеяние света.

Закономерности комбинационного рассеяния света используют в молекулярном спектральном анализе при изучении спектров сложных молекул, в том числе и органических соединений.

спектров сложных молекул, в том числе и органических соединений.

9.2.4 Люминесценция

Люминесценцией называют избыточное свечение тела над температурным излучением того же тела в данной спектральной области и при данной температуре, если это избыточное излучение обладает конечной длительностью свечения, значительно превышающей период световых колебаний $T \approx 10^{-15}$ с.

При этом выполняется закон Стокса: свет люминесценции характеризуется большей длиной волны, чем свет, вызывающий люминесценцию.

Закон Стокса непосредственно вытекает из квантовых представлений о природе света.

Существует много разновидностей люминесценции.

По механизму элементарных процессов различают резонансную, спонтанную, метастабильную (вынужденную) и релаксационную люминесценции. Кроме способа возбуждения, к основным характеристикам люминесценции относятся энергия и квантовый выход, кинетика, спектральный состав свечения и возбуждающего света, механизм преобразования энергии. Люминесцировать могут вещества во всех агрегатных состояниях – газы и пары, растворы органических веществ, стекла, кристаллические вещества и др. Основным условием является наличие дискретного спектра. Вещества с непрерывным энергетическим спектром (например, металлы в конденсированном состоянии) не

люминесцируют, так как в них энергия возбуждения непрерывным образом переходит в теплоту. Кроме того, для возникновения люминесценции вероятность излучательных переходов должна превышать вероятность безызлучательных. Упрощенная схема электронных переходов в кристаллофосфорах представлена на рис. 9.9. Между энергетическими зонами – валентной «В» и проводимости «С» – расположены локальные уровни энергии, связанные с атомами примесей или дефектами решетки; 1 и 2 –

уровни центра люминесценции; 3 – ловушки электронов; 4 – уровень безызлучательной рекомбинации; переходы *a* и *б* соответствуют

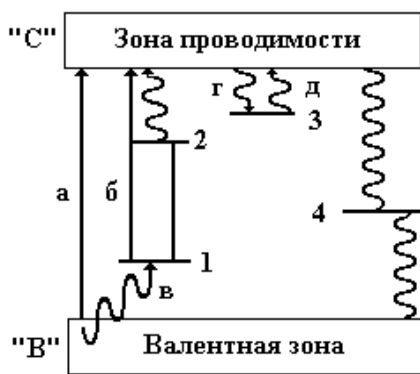


Рис. 9.9

возбуждению люминесценции; *в* – ионизация центра дыркой; *г* и *д* – оседание электронов на ловушках и их освобождение. Люминесценция наблюдается в природе – северное (полярное) сияние, свечение некоторых насекомых, минералов, гниющего дерева и т. д. Явление люминесценции нашло применение в науке и технике. Люминесцентные источники света используются в виде ламп дневного света, кинескопов телевизоров, осциллографов и другой аппаратуры.

9.3. Естественный и поляризованный свет

Явления, описывающие поперечную анизотропию световой волны, называют поляризацией света.

Так как в электромагнитной волне вектор $\vec{E} \perp \vec{H}$, то для описания поляризации света достаточно знать поведение, например, вектора \vec{E} . Свет, испускаемый элементарным излучателем (атомом, молекулой и т. п.), всегда поляризован. Но макроскопические источники света состоят из большого числа таких частиц – излучателей, поэтому пространственная ориентация вектора \vec{E} и моменты акта испускания кванта света отдельными частицами являются хаотическими. Такой свет называют неполяризованным, т. е. *естественным* (рис.9.10, а, б). Свет называют частично поляризованным, если колебания вектора \vec{E} в одном направлении преобладают над колебаниями других направлений (рис. 9.10, в, г).

Плоскость Q, проходящая через направление колебания вектора \vec{E} линейно поляризованного света и направление распространения этой волны, называют плоскостью поляризации (рис. 9.10, д).

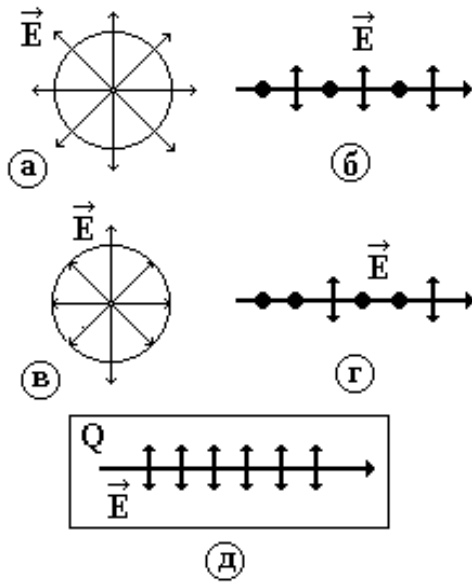


Рис. 9.10

Степень плоскополяризованного света определяют по формуле

$$P = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}}, \quad (9.6)$$

где J_{\max} , J_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности света. Например, для плоскополяризованного света $J_{\min} = 0$, $P = 1$; для естественного света $J_{\max} = J_{\min}$, $P = 0$.

9.4. Типы поляризованного света

При наложении двух плоскополяризованных световых волн, плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны, возникает *эллиптически поляризованная волна*. Если разность фаз

складываемых волн $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ и амплитуды равны, то эллипс вырождается в

окружность – *круговая поляризация* (поляризация по кругу). В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} различают правую и левую эллиптическую и круговую поляризации. Если разность фаз складываемых волн $\Delta\varphi = 0$ или π , то эллипс вырождается в прямую – возникает *плоско поляризованная* волна. В квантовой оптике, где электромагнитное излучение рассматривается как поток квантов (фотонов) света, с поляризацией света связывают одинаковые спиновые состояния всех фотонов, входящих в световой пучок. Фотоны с круговой поляризацией (правой и левой) обладают спиновым моментом, равным $\pm \frac{h}{2\pi}$. Эллиптически поляризованный свет описывается соответственно суперпозицией этих состояний.

9.5. Закон Брюстера

Свет, отраженный от диэлектрика или металла, возникает в результате интерференции когерентных вторичных волн, излучаемых электронами и атомными ядрами вещества, которые возбуждаются падающей волной, проникающей в вещество. Если бы поле в вещество совсем не проникало, то отражение света было бы невозможным. Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 ($n_1 < n_2$) под произвольным углом, то наблюдается отраженный и преломленный лучи. Если свет падает под углом *Брюстера* $\alpha_{\text{Бр}}$ (рис. 9.11), то отраженный луч полностью линейно поляризован.

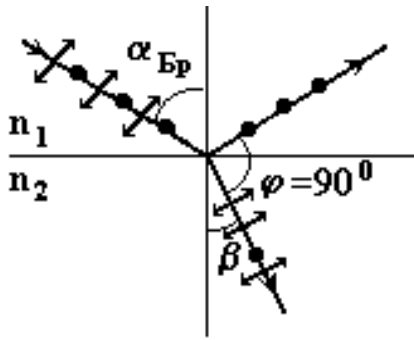


Рис. 9.11

Вектор в отраженной волне совершает колебания в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. При этом

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (9.7)$$

Преломленный луч частично поляризован. Чтобы свет в преломленной волне был полностью поляризован, его пропускают через *стопу Столетова* (набор стеклянных пластинок определенной толщины).

Угол между отраженным и преломленным лучами равен 90° .

Действительно, используя закон преломления и формулу (9.7), имеем

$$\frac{\sin \alpha_{\text{Бр}}}{\sin \beta} = n_{21}, \operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{\sin \alpha_{\text{Бр}}}{\cos \alpha_{\text{Бр}}} = n_{21}$$

или $\cos \alpha_{\text{Бр}} = \sin \beta$, т. е. $\varphi = \alpha_{\text{Бр}} + \beta = 90^\circ$.

Следовательно, отраженный и преломленный лучи перпендикулярны.

Под действием падающей волны естественного света и излучения соседних атомов, внутри каждого атома вещества возбуждаются электроны. В результате этого атомы становятся источниками вторичных сферических волн, распространяющихся со скоростью света в данном веществе.

Эти волны когерентны, так как возбуждаются одной и той же первичной волной. Их интерференция между собой и первичной волной определяет волновые поля во всем пространстве. В направлении колебаний электрона он не излучает. Поэтому, складываясь, вторичные волны, возбуждают отраженную волну, в которой вектор совершает колебания только в направлении, перпендикулярном плоскости падения (рисунка), и отраженный луч полностью поляризован. Складываясь, первичные и вторичные волны возбуждают преломленную волну, в которой вектор преимущественно совершает колебания в плоскости падения (рисунка), т. е. преломленный луч частично поляризован. Если на границу раздела двух диэлектриков падает плоскополяризованная волна под углом *Брюстера*, в которой вектор совершает колебания в плоскости падения, то наблюдается

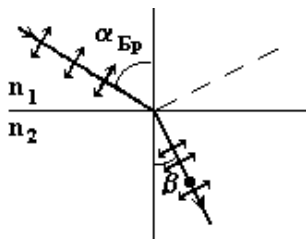


Рис. 9.12

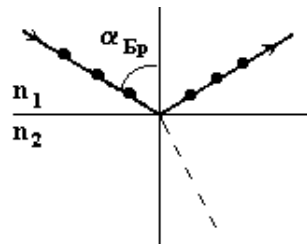


Рис. 9.13

только преломленный луч, а отраженный луч отсутствует (рис. 9.12). Из-за поперечности световой волны вектор совершает колебания перпендикулярно к преломленному лучу в плоскости падения. Возбуждаемые им дипольные моменты атомов также перпендикулярны преломленному лучу и, следовательно, параллельны направлению отраженного луча. Но в направлении колебания диполь не излучает. Следовательно, отраженная волна не возникает.

Если на границу раздела двух диэлектриков падает плоскополяризованная волна под углом *Брюстера*, в которой вектор совершает колебания перпендикулярно плоскости падения (рис. 9.13), то наблюдается только отраженный луч, а преломленный луч отсутствует, так как возбуждаются колебания вектора только такого вида, что и в падающей волне.

9.13. Понятие о волноводах

При передаче энергии в виде электромагнитных волн используются устройства, называемые волноводами. Существуют волноводы: трубчатые и с поверхностными волнами. По трубчатому волноводу могут распространяться только те волны, частоты которых больше критической.

Волноводы с поверхностными волнами несут одну или две параллельные металлические ленты с ребристой структурой. Волны в таких волноводах распространяются вдоль лент во внешнем пространстве. Такие волноводы чаще всего применяются в качестве фидеров, для передачи: *дм*, *см* и *мм* волн от генераторов излучения.

Лекция 6

9.6. Двойное лучепреломление

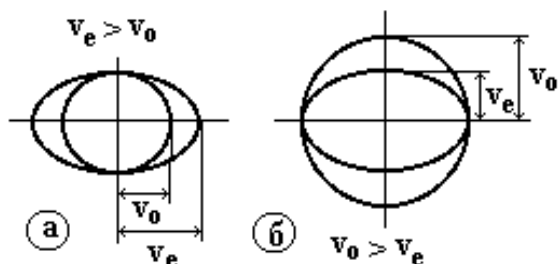


Рис. 9.14

При падении естественного луча света под определенным углом на анизотропный кристалл возникают две световые волны, которые различаются своими волновыми поверхностями. Эти волны называют *обыкновенной* и *необыкновенной*. У обыкновенной волны волновая поверхность – *сфера*, у необыкновенной – *эллипсоид вращения* вокруг оптической оси

кристалла.

Оптической осью называют направление в кристалле, при повороте вокруг которого анизотропных свойств в нем не наблюдается.

Существует большая группа одноосных кристаллов, например

исландский шпат (кальцит CaCO_3), и двухосных кристаллов: турмалин, кварц и др., у которых две оптические оси. Кристаллы характеризуются *главным сечением* – плоскостью, проходящей через оптическую ось и падающий световой луч. В главном сечении волновые поверхности обыкновенного и необыкновенного лучей образуют окружность и эллипс соответственно. Для обыкновенной волны кристалл является изотропным,

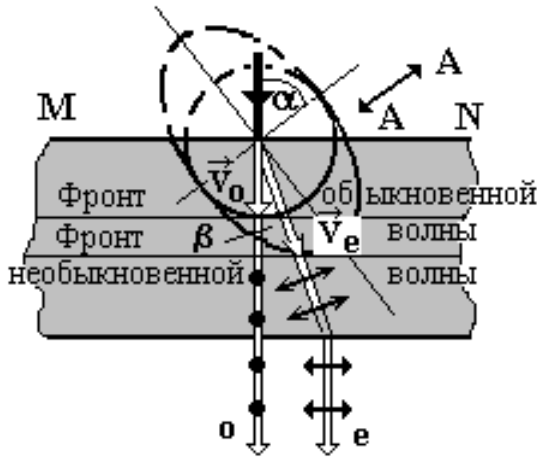


Рис. 9.15

так как она распространяется по всем направлениям с одной и той же скоростью v_0 . Если свет распространяется вдоль оптической оси AA, то необыкновенная волна имеет такую же скорость $v_e = v_0$, что и обыкновенная волна. При распространении света в направлении, перпендикулярном оптической оси, скорость необыкновенной волны больше, чем скорость обыкновенной ($v_e > v_0$). Такие кристаллы называют *оптически отрицательными*

(например, исландский шпат). Если же $v_e < v_0$, то кристаллы называют оптически положительными (рис. 9.14, а, б).

1. Пусть параллельный пучок естественного света падает нормально на поверхность кристалла, оптическая ось AA которого составляет угол α с направлением падающего пучка света (рис. 9.15).

Как только плоский фронт падающей волны достигает поверхности кристалла MN, все точки ее становятся источниками двух типов вторичных световых волн – обыкновенной (o) и необыкновенной (e). Колебания вектора в обыкновенной волне происходят перпендикулярно плоскости рис. 9.15

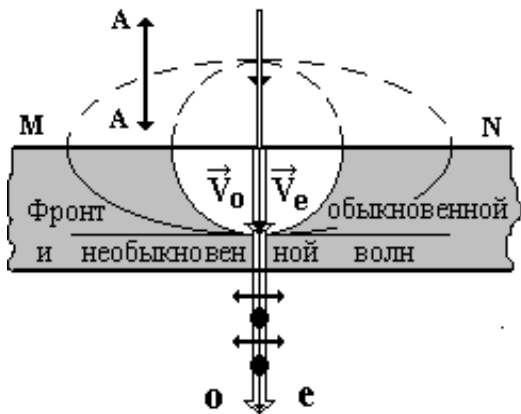


Рис. 9.16

(перпендикулярно плоскости главного сечения), а колебания вектора в необыкновенной волне происходят параллельно плоскости главного сечения (рис. 9.15). Угол β между лучами обыкновенной и необыкновенной волн определяется отношением v_e/v_0 . Когда говорят о скорости распространения света в среде, то имеют в виду скорость распространения волнового фронта, т. е. *фазовую скорость*. Вектор этой скорости в каждой точке

перпендикулярен к поверхности фронта. В оптике рассматривается еще и *лучевая скорость*, характеризующая распространение *световой энергии*. Лучевая скорость обыкновенной волны совпадает с фазовой скоростью в одноосном кристалле и в любой изотропной среде.

Для необыкновенной волны эти скорости совпадают только при распространении света вдоль оптической оси либо перпендикулярно к ней, а в остальных случаях не совпадают.

2. Пусть плоская волна естественного света падает нормально на поверхность кристалла, у которого оптическая ось AA перпендикулярна к его поверхности (рис. 9.16).

При падении света параллельно оптической оси кристалла скорости распространения обыкновенной и необыкновенной волны равны ($v_e = v_o$). Фронты волн совпадают, и двойного лучепреломления не происходит.

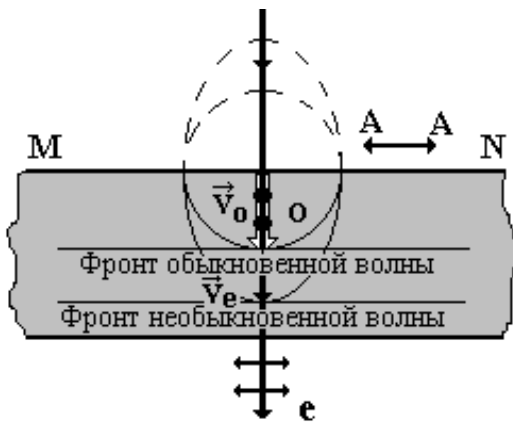


Рис. 9.17

возникает оптическая разность хода

3. Пусть плоская волна естественного света падает нормально на поверхность кристалла, у которого оптическая ось AA параллельна его поверхности (рис. 9.17). В этом случае лучи обыкновенной и необыкновенной волн не разделяются, но скорость распространения необыкновенной волны больше скорости распространения обыкновенной волны

$$v_e > v_o; \quad n_o > n_e.$$

При прохождении обоими лучами толщины кристалла d между ними $\delta = d(n_o - n_e)$.

9.8. Закон Малюса

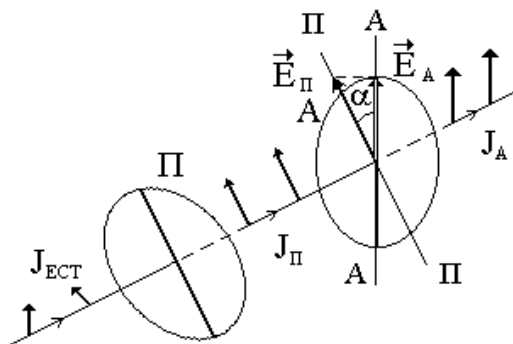


Рис. 9.18

Явления отражения, преломления и двойного лучепреломления можно использовать для получения линейно поляризованного света, поляризованного по кругу или эллипсу. Для получения поляризованного света также используют явление *дихроизма* – способность некоторых веществ (например, турмалина, герпатита и др.) полностью поглощать обыкновенные или необыкновенные лучи.

Существуют линейный (графит, селен, теллур), круговой (селен, теллур) и эллиптический (сульфат натрия) дихроизм. Всякое устройство, с помощью которого можно получить поляризованный свет, называют *поляризатором (П)*.

Поляририд, применяемый для обнаружения степени поляризованного света, называют *анализатором*.

Пусть естественный свет падает на систему поляризатор-анализатор, которые расположены друг за другом, так что их плоскости поляризации П–П и А–А образуют угол $\angle\alpha$ (рис. 9.18).

Теперь на анализатор падает линейно поляризованный свет, электрический вектор $\vec{E}_П$, которого направлен вдоль линии П–П.

Через анализатор пройдет линейно поляризованный свет электрический вектор $\vec{E}_А$, которого направлен вдоль линии А–А.

Модули амплитуд векторов $\vec{E}_П$ и $\vec{E}_А$ связаны соотношением $E_A = E_П \cos^2\alpha$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, т. е. $J \sim E^2$, то получим закон Малюса

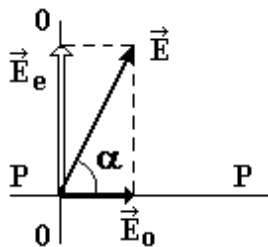
$$J_A = J_П \cos^2\alpha \tag{9.8}$$

При падении естественного света, например, на поверхность одноосного кристалла, возникающие обыкновенный и необыкновенный лучи имеют одинаковую интенсивность, равную для каждого луча половине интенсивности падающего естественного света, т. е.

$$J_0 = J_e = 1/2 J_{\text{ест.}}$$

На рис. 9.19 линия 00 представляет собой след главного сечения кристалла. Падающий луч перпендикулярен плоскости чертежа. Вектор падающего луча составляет некоторый угол $\angle\alpha$ с плоскостью РР, в которой совершаются колебания вектора \vec{E}_0 обыкновенного луча. Колебания вектора \vec{e} необыкновенного луча совершаются в плоскости главного сечения. Амплитуда вектора падающего луча

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E} \tag{рис. 9.19),}$$



где $E_0 = E \cos\alpha,$
 $E_e = E \sin\alpha. \tag{9.9}$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, т. е. $J \sim E^2$, то

$$J_0 = E^2 \cos^2\alpha, \tag{9.10}$$

$$J_e = E^2 \sin^2\alpha,$$

Рис. 9.19 где J, J_0, J_e – интенсивности падающего, обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Из (9.19) получаем

$$J_e = J_0 \tan^2\alpha \tag{9.11}$$

Формула (9.11) также выражает закон Малюса.

9.9. Интерференция поляризованных лучей

Если, например, на одноосный кристалл падает естественный свет, то обыкновенный и необыкновенный лучи не когерентны. Однако при падении на такой кристалл линейно-поляризованного света обыкновенный и необыкновенный лучи будут уже когерентными. Это обусловлено тем, что у всех световых цугов (групп волн), входящих в состав падающего света, плоскости поляризации ориентированы одинаково. Интерференция поляризованных лучей – явление, возникающее при сложении когерентных поляризованных световых волн. Наибольший контраст интерференционной картины наблюдается при наложении когерентных волн одного вида поляризации (линейной, круговой, эллиптической) с одинаковыми направлениями.

Интерференцию поляризованных лучей можно наблюдать, например, при прохождении линейнополяризованного света через анизотропные среды.

9.9.1. Интерференция поляризованного света в параллельных лучах

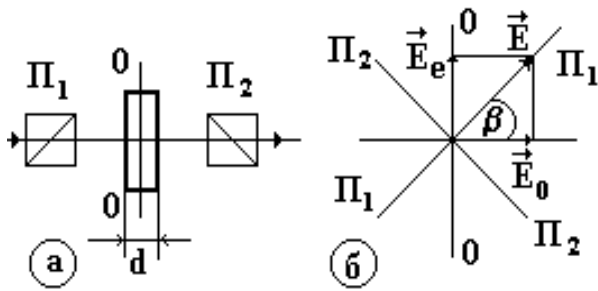


Рис. 9.20

Пусть пучок параллельных лучей выходит из поляризатора Π_1 линейнополяризованным в направлении $\Pi_1\Pi_1$ (рис. 9.20, а, б) и падает на пластинку, вырезанную из двояко-преломляющего одноосного кристалла (например, исландский шпат) параллельно его оптической оси 00 , расположенной

перпендикулярно падающим лучам. При этом происходит разделение колебания ($\Pi_1\Pi_1$) на составляющую e , параллельную оптической оси (необыкновенный луч), и на составляющую o , перпендикулярную оптической оси (обыкновенный луч), которые в начальный момент времени колеблются в одинаковой фазе. Для увеличения контраста интерференционной картины угол между $\Pi_1\Pi_1$ и o устанавливают равным $\beta = 45^\circ$, благодаря чему амплитуды колебаний o и e будут равными. Абсолютные показатели преломления этих лучей различны ($n_o = 1,6585$; $n_e = 1,4863$).

Следовательно, различны и фазовые скорости их распространения в пластинке. Поэтому на выходе из пластинки между ними возникает разность фаз

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e), \tag{9.12}$$

где d – толщина пластинки; λ – длина волны падающего света; $\delta = d(n_o - n_e)$ – оптическая разность хода.

Когерентные: обыкновенные и необыкновенные лучи, выходящие из пластинки, не могут интерферировать, так как они поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Поэтому за пластинкой устанавливают анализатор Π_2 , который из каждого луча o и e пропускает только составляющие с колебаниями, параллельными его направлению пропускания $\Pi_2\Pi_2$.

Если главные сечения поляризатора и анализатора скрещены $\Pi_1 \perp \Pi_2$, то амплитуды равны ($E_o = E_e$), а разность фаз между ними $\Delta\varphi = \delta\varphi + \pi$. Так как эти составляющие когерентны и линейно-поляризованы в одном направлении, то они интерферируют.

В зависимости от величины $\Delta\varphi$ на каком-либо участке пластинки наблюдатель видит его темным (\min , $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$, где m – целое число) или светлым (\max , $\Delta\varphi = 2m\pi$) в монохроматическом свете или различно окрашенным в белом свете (хроматическая поляризация). Если пластинка имеет переменную толщину или изменяющийся показатель преломления, то места ее с одинаковыми параметрами будут соответственно темными или одинаково светлыми (одинаково окрашенными в белом свете). В зависимости от толщины d пластинки наблюдается несколько частных случаев.

9.9.2. Пластинка в целую волну

Если оптическая разность хода

$$\delta = d(n_o - n_e) = \pm m\lambda, \quad (9.13)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$; знак “+” соответствует оптически отрицательному кристаллу, а знак «-» – оптически положительному, то на выходе из пластинки свет остается линейнополяризованным в той же плоскости, что и падающий свет.

9.9.3. Пластинка в полволны

Если оптическая разность хода

$$\delta = d(n_o - n_e) = \pm (2m+1)\lambda, \quad (9.14)$$

то на выходе из такой пластинки плоскости колебания векторов обыкновенной и необыкновенной волн сдвинуты по фазе на π .

Свет, выходящий из пластинки, остается линейнополяризованным.

9.9.4. Пластинка в четверть волны

Если оптическая разность хода лучей складываемых волн

$$\delta = d(n_o - n_e) = \pm (4m + 1)\lambda, \quad (9.15)$$

то на выходе из пластинки, плоскости колебания векторов обыкновенной и

необыкновенной волн, сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Если при этом $\alpha = \pi/4$, где α – угол между оптической осью и направлением колебаний вектора в свете, выходящем из поляризатора Π_1 , то свет, выходящий из пластинки, поляризован по кругу.

Интерференция поляризованного света в сходящихся лучах.

Если сходящийся плоскополяризованный пучок лучей из линзы L_1 падает на пластинку (рис. 9.21), вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно его оптической оси, то лучи разного наклона проходят различные оптические пути в пластинке.

Обыкновенный и необыкновенный лучи получают разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda \cos\psi} d(n_o - n_e), \quad (9.16)$$

где ψ – угол между направлением распространения лучей и нормалью к поверхности кристалла.

Точки, соответствующие равным разностям фаз, расположены по концентрическим окружностям (темным или светлым, рис. 9.22).

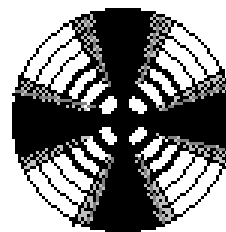
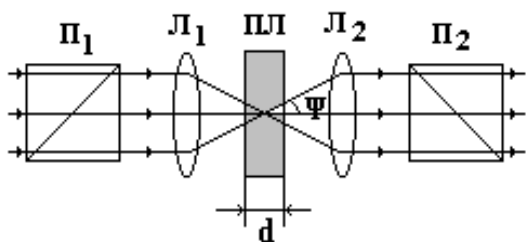


Рис. 9.22

Рис. 9.21

Лучи, входящие в пластинку с колебаниями вектора, параллельными плоскости главного сечения или перпендикулярными ей, не разделяются на два слагаемых и при $\Pi_2 \perp \Pi_1$ не будут пропущены анализатором Π_2 .

В этих случаях наблюдается темный крест (рис. 9.22).

Если $\Pi_2 \parallel \Pi_1$ – крест будет светлым.

Интерференция поляризованных лучей применяется в кристаллооптике, минералогии и петрографии для диагностики минералов и горных пород, для определения ориентации кристаллов и изучения их дефектов.

Существуют различные типы поляризационных приборов: поляриметры для исследования механических напряжений в деталях машин и сооружений, интерференционно-поляризационные фильтры с шириной полосы в 0,01 нм, компенсаторы и др.

9.10. Искусственная анизотропия. Эффект Керра

Эффект Керра объединяет три явления, два из которых открыты Керром в 1875–1876 г. (*электрооптический и магнитооптический*). В сильных электромагнитных полях наблюдается *оптический эффект Керра*.

9.10.1. Электрооптический эффект Керра

Квадратичный электрооптический эффект возникает в результате двойного лучепреломления в оптических изотропных средах (газах, жидкостях, кристаллах с центром симметрии, стеклах и т. д.) под действием внешнего электрического поля. Оптически изотропная среда, помещенная в электрическое поле, становится *анизотропной* и приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена вдоль вектора этого поля.

Эффект Керра объясняет возникновение электронной поляризации в проходящем через среду линейнополяризованного света.

Между скрещенными поляризатором П и анализатором А находится ячейка Керра, плоский конденсатор, заполненный прозрачным изотропным веществом (рис. 9.23).

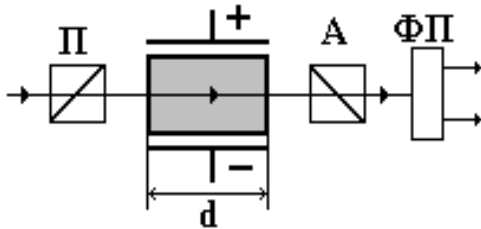


Рис. 9.23

Плоскость поляризации падающего на ячейку света составляет угол 45° с направлением вектора электрического поля.

В отсутствие электрического поля свет не проходит через поляризаторы (поляризатор и анализатор скрещены).

Наведенная электрическим полем, искусственная оптическая анизотропия вещества приводит к возникновению обыкновенного и необыкновенного лучей. Из-за различия скорости их распространения между ними возникает разность фаз $\Delta\varphi$ и, в результате интерференции на выходе из вещества, получаем эллиптически поляризованный свет. О величине эффекта судят по интенсивности прошедшего через анализатор света, регистрируемого фотоприемником ФП.

Разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) = (2\pi B d) E^2, \quad (9.17)$$

где d – размер ячейки Керра; B – постоянная Керра.

Теория этого явления описана *Ланжевеном и Борном*.

Согласно квантовой теории действие электрического поля на вещество сводится к изменению энергий и волновых функций квантовых состояний,

отвечающих за оптические свойства среды.

Эффект Керра характеризуется малой инерционностью, время релаксации $\tau \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с, что используется при создании быстродействующих оптических затворов, применяемых в лазерной технике и скоростной фотографии.

В твердых телах (кристаллах и стеклах), кроме истинного эффекта Керра, вызванного электронной поляризацией вещества, наблюдается также *квадратичный электрооптический эффект*, связанный с деформацией вещества из-за электрострикции.

Этот эффект характеризуется большим временем релаксации.

9.10.2. Оптический эффект Керра

Четность эффекта Керра (зависимость лишь от четных степеней E) дает возможность наблюдать постоянную составляющую эффекта и в переменных электрических полях.

Реализация этой возможности наиболее эффективна в сильных (лазерных) полях оптической частоты.

В оптическом эффекте Керра явления, влияющие на возникновение анизотропии под действием высокочастотного поля, определяют не дипольные, а ориентационные и поляризационные механизмы.

9.10.3. Магнитооптический эффект Керра

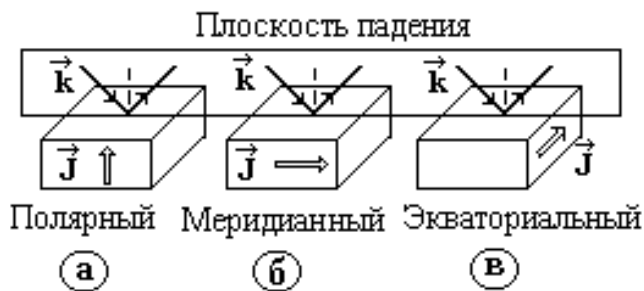


Рис. 9.24

В зависимости от ориентации вектора намагниченности ферромагнетика, относительно его отражающей поверхности и плоскости падения светового луча, различают три вида магнитооптического эффекта Керра: *полярный, меридианный и экваториальный* (рис. 9.24). а). Полярный эффект вызывает вращение плоскости

поляризации и возникновение эллиптически поляризованной волны отраженной от поверхности падающего линейно поляризованного света (рис. 7.30,а). б). При меридианном эффекте наблюдается линейное изменение интенсивности отраженного света (рис. 7.30, б) при изменении намагниченности вещества. Общим для полярного и меридианного эффектов является наличие не равной нулю проекции волнового вектора световой волны на направление намагниченности вещества .

В этом проявляется некоторое сходство их с *эффектом Фарадея*, наблюдаемого при прохождении света через намагниченное вещество вдоль направления намагниченности вещества (*продольный магнитооптический эффект*).

в). Экваториальный магнитооптический эффект Керра наблюдается при расположении вектора намагниченности вещества перпендикулярно плоскости падения, т. е. параллельно плоскости отражения (рис. 7.30, в).

Этот эффект вызывает изменение интенсивности и фазовый сдвиг линейнополяризованного света, отраженного поверхностью магнетика.

9.10.4. Электрооптический эффект Погкельса

Линейный электрооптический эффект Погкельса – изменение показателя преломления света в кристаллах, помещенных в сильное электрическое поле ($U \sim 10^5$ В), пропорциональное E .

В результате в кристаллах возникает двойное лучепреломление или меняется его величина. Эффект наблюдается у пьезоэлектриков.

9.11. Вращение плоскости поляризации

Оптическая активность – способность среды вызывать вращение плоскости поляризации проходящего через нее света.

Оптическая активность обнаружена в 1811 г. французским ученым Араго в кварце. В 1815 г. Био открыл оптическую активность чистых жидкостей, например скипидара, а затем растворов и паров многих органических веществ.

9.11.1. Закон Био

Закон Био определяет величину угла вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через слой жидкости или раствора в неактивном растворителе, проявляющего естественную оптическую активность, т. е.

$$\varphi = [\alpha]cd, \quad (9.18)$$

где $[\alpha]$ – постоянная вращения; c – концентрация раствора; d – толщина слоя вещества. Для кристаллов справедлива формула

$$\varphi = \alpha d. \quad (9.19)$$

Поворот происходит либо по часовой стрелке ($\varphi > 0$, положительные правовращающие оптически активные вещества) либо против нее ($\varphi < 0$, отрицательные левовращающие оптически активные вещества).

Различают естественную оптическую активность и искусственную, например эффект Фарадея. Знак вращения зависит как от магнитных свойств среды, так и от того, вдоль или против поля распространяется излучение.

9.11.2. Линейный магнитооптический эффект Фарадея

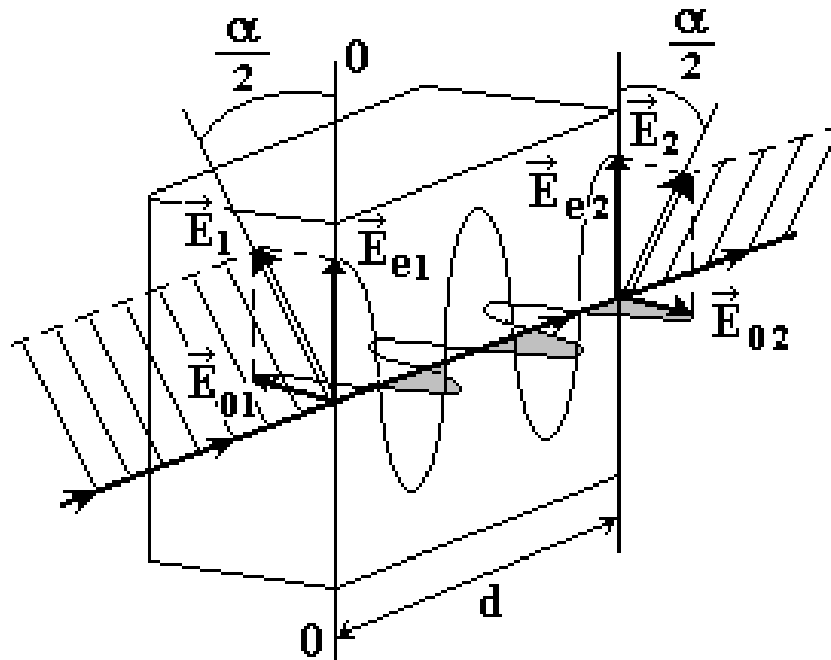


Рис. 9.25

Из всех магнитооптических эффектов наибольшее распространение получил линейный по полю эффект магнитного кругового двойного лучепреломления, вызывающий поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света, распространяющегося через вещество вдоль магнитного поля.

Используя двойное лучепреломление, можно не только получать плоскополяризованный свет, но и *управлять поляризацией света*.

Например, пусть световой пучок нормально падает на пластинку одноосного кристалла, оптическая ось которого перпендикулярна пучку света (рис. 9.25).

Оптическая ось OO пластинки составляет с электрическим вектором \vec{E}_1 падающего луча угол $\alpha/2$.

Разложим вектор \vec{E}_1 на составляющие: вектор \vec{E}_{o1} и вектор \vec{E}_{e1} , соответствующие обыкновенному и необыкновенному лучам.

Эти лучи распространяются по одному направлению, но скорости обыкновенной v_o и необыкновенной v_e волн различны (для исландского шпата $v_o > v_e$).

Поэтому будут различными и длины волн для обыкновенного и необыкновенного лучей.

Длины волны обыкновенного и необыкновенного лучей

$$\lambda_0 = \frac{v_0}{v}, \quad \lambda_e = \frac{v_e}{v}. \quad (9.20)$$

Если толщину пластинки d подобрать такой, чтобы укладываемое на ней число d / λ_0 обыкновенных длин волн было больше укладываемого на ней числа необыкновенных длин волн d / λ_e на 0,5, то получим

$$\frac{d}{\lambda_0} - \frac{d}{\lambda_e} = 0,5 \quad (9.21)$$

В этом случае взаимная ориентация векторов \vec{E}_{o2} и \vec{E}_{e2} на выходе пластинки будет такой, что результирующий вектор

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{o2} + \vec{E}_{e2}$$

окажется повернутым относительно оптической оси на тот же угол $\frac{\alpha}{2}$, но в противоположную сторону, чем вектор \vec{E}_1 .

Поэтому, вектор \vec{E}_2 повернут относительно вектора \vec{E}_1 на угол α .

Рассматриваемую пластинку называют *полуволновой*, так как в ней оптическая разность хода обыкновенной и необыкновенной волн равна половине длины волны.

А сдвинуты они по фазе относительно друг друга на π радиан.

Из (9.20) и (9.21) найдем толщину пластинки:

$$d = \left[2v \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_e} \right) \right]^{-1}. \quad (9.22)$$

Например, при $v = 4,5 \cdot 10^{14}$ Гц (красный свет) для исландского шпата имеем

$$v_0 = 1,81 \cdot 10^8, \quad v_e = 2,02 \cdot 10^8.$$

Тогда $d = 2 \cdot 10^{-6}$ м.

Полученный результат соответствует минимальной толщине полуволновой пластинки из исландского шпата.

Толщина реальной полуволновой пластинки может быть в $2N + 1$ раз больше d , где N – целое число.

В квантовой теории оптически активных веществ рассматриваются процессы, связанные с конечным размером молекул ($\sim 10^{-10}$ м).

Для объяснения оптической активности необходимо учитывать взаимодействие электрических и магнитных дипольных моментов, наведенных в молекулах полем проходящей волны.

Теория оптической активности молекулярных сред, активных лишь в кристаллической фазе, тесно связана с теорией экситонов (квазичастиц), так как оптическая активность таких веществ определяется характером волн поляризации в этих кристаллах.

9.12. Параметрические процессы в нелинейных оптических системах

С развитием мощной лазерной техники, позволяющей создавать напряженности электрического поля в излучаемой волне более 10^9 В/м появились возможности изучения дипольных моментов диэлектриков и других структур. Поляризация диэлектриков приобретает сложный, нелинейный вид, которая описывается следующим выражением:

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots + \chi_n E^n) \quad (9.23)$$

Пусть плоская электромагнитная волна, совершает колебания по закону в направлении оси Y : $E = E_m \sin(\omega t - ky)$ (9.24) и распространяется в некоторой среде по нелинейному закону

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_2 E^2) \quad (9.25)$$

После подстановки формулы (9.24) в формулу (9.25) и проведя некоторые преобразования, получим

$$P = \epsilon_0 \{ (\chi_1 E_m \sin(\omega t - ky) + \chi_2 [E_m \sin(\omega t - ky)]^2 \} \text{ или} \\ P = \epsilon_0 [(\chi_1 E_m \sin(\omega t - ky) + \chi_2 E_m^2 / 2 - \chi_2 E_m^2 / 2 \cdot \cos(2\omega t - 2ky)]. \quad (9.26)$$

Первое слагаемое в квадратных скобках описывает волну поляризации, синхронизированную с падающей волной.

Второе слагаемое – описывает существование статической поляризации (оптическое детектирование).

Третье слагаемое – описывает волну поляризации с двойной круговой частотой.

Так как фазовая скорость в волне поляризации с двойной круговой частотой не совпадает с фазовой скоростью падающей волны, то для генерации вторых гармоник первичные волны пропускают через кристаллы, у которых имеются направления, где обе волны имеют одинаковые фазовые скорости. Этот процесс называют волновой синхронизацией с передачей второй гармоники около 60% энергии.

Если в среде с квадратичной нелинейностью распространяются две волны, то согласно уравнений:

$$E_1 = E_{m1} \sin(\omega_1 t - k_1 y); \quad (9.27)$$

$$E_2 = E_{m2} \sin(\omega_2 t - k_2 y). \quad (9.28)$$

исходное электромагнитное поле имеет напряженность

$$E = E_1 + E_2. \quad (7.38)$$

После подстановки формул (9.27), (9.28) и (9.29) в (9.25) получим уравнение, в котором помимо появления статической поляризации возникают, в результате волновой синхронизации.

Вторые гармоники с круговыми частотами: $(\omega_1 - \omega_2)$, $(\omega_1 + \omega_2)$, т. е. наблюдается параметрическая генерация.

В связи с этим можно производить плавную перестройку частот из одного диапазона в другой. А за счет параметрической генерации можно усиливать вторую волну с преобразованием частоты и получением энергии от волны накачки. Если применить электромагнитные монохроматические волны, которые могут распространяться в среде с более высокой степенью нелинейности, например, кубической нелинейности вида:

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_3 E^3),$$

то даже без учета третьей гармоники, при в ходе лучей в среду, волновые поверхности искривляются, происходит сжатие пучка и наступает явление самофокусировки света с большими плотностями энергии.

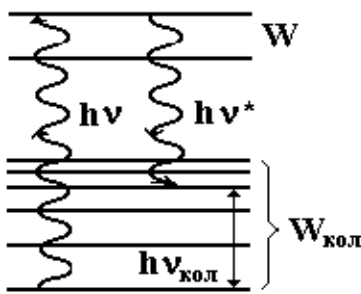


Рис. 9.26

Если электроны в атомах и молекулах вещества могут совершать гармонические колебания, в системе колебательных подуровней (рис. 9.26) с энергией $W_{\text{кол}}$ и набором собственных частот $\nu_{\text{кол}}$.

Фотоны первичной электромагнитной волны с энергией $\epsilon = h\nu$ в веществе с частотой ν , поглотившись электронами атомов, переводят их с основного уровня на возбужденные W .

По истечении некоторого времени ($\sim 10^{-8}$ с) электроны переходят на один из колебательных подуровней $W_{\text{кол}}$, излучая квант (фотон) энергии $\epsilon^* = h\nu^*$ рассеянного света с частотой ν^* . Остальная часть энергии электрона соответствует его колебательной энергии $W_{\text{кол}}$ с частотой $\nu_{\text{кол}}$.

Следовательно, в веществе существуют две волны с частотами ν и ν^* . Из-за нелинейности вещества при его взаимодействии с этими волнами возникают новые волны с частотами: $(\nu - \nu^*)$ и $(\nu + \nu^*)$.

В нашем случае, существенна только эта частота $(\nu - \nu^*) = \nu_{\text{кол}}$. Электроны атомов вещества начинают совершать вынужденные колебания в резонансном режиме, излучая вторичные волны, с частотой $\nu_{\text{кол}}$.

Происходит усиление рассеянной волны.

9.14. Обращение волнового фронта

Существуют устройства, с помощью которых производят обращение волнового фронта, называемых волновыми инверторами. Волной с обращением волнового фронта по отношению к первичной волне называется волна с противоположным направлением распространения и с одинаковым пространственным распределением фаз и амплитуд. Самый простой инвертор – зеркало, форма которого совпадает с формой фронта первичной

волны. Волна с обращенным фронтом возникает при вынужденном рассеянии электромагнитных волн (света) в нелинейных веществах.

Существуют устройства с многократным обращением фронтов. Применяются в лазерных усилителях и при параметрическом усилении электромагнитных волн в нелинейных веществах, и исполняет роль открывающего затвора.

9.15. Получение сверхкоротких импульсов

Последнее время широкое распространение получили сверхкороткие импульсы света длительностью $\tau \approx 10^{-12} - 10^{-9}$ с, которые используются во всех быстропротекающих процессах, например, в установках по измерению скорости света, в оптиколокационных установках, в системах лазерного запуска, киносъемках, и т. д. Самым распространенным источником сверхкоротких импульсов света является ячейка Керра длительностью $\tau \approx 10^{-12}$ с. Сверхкороткие импульсы света большой мощности получают при использовании лазеров, активная среда которых приводится в состояние возбуждения с высокой концентрацией энергии. Для этой цели одно из зеркал резонатора покрывается слоем вещества-красителя. Этот краситель непрозрачен для пучков света с малой плотностью энергии, и на оборот – становится прозрачным (самопросветление) для пучков света с большей концентрацией плотности энергии. В результате формируются и испускаются гигантские импульсы длительностью $\tau \approx 10^{-9}$ с и с энергией до $\varepsilon \approx 10 - 10^2$ Дж.

Лекция 7

8. КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

КВАНТОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРИРОДЕ СВЕТА

8.1. Виды излучения

Электромагнитное излучение – процесс образования свободного электромагнитного поля при неравномерном движении и взаимодействии электрических зарядов. Создаваемое электромагнитное поле является суммой как сосредоточенного вблизи заряда и движущегося вместе с ним поля излучения, так и распространяющегося на бесконечное расстояние от него поля излучения (электромагнитных волн).

Электромагнитное поле обладает импульсом и энергией. Распространяющееся поле электромагнитных волн сопровождается потоком энергии.

Плотность потока энергии определяется вектором *Пойнтинга*. Процесс излучения квантовой системы (атома, ядра, молекулы) подчиняется квантовым законам. В квантовой теории излучения электромагнитное поле рассматривается как совокупность *квантов электромагнитного поля – фотонов*.

$$\text{Фотон имеет импульс} \quad \vec{p} = h \vec{k}, \quad (1.1)$$

где \vec{k} – волновой вектор, h – постоянная Планка.

$$\text{Фотон имеет энергию} \quad \varepsilon = h\nu, \quad (1.2)$$

где ν – частота излучения.

Излучение одного фотона квантовой системой сопровождается переходом ее из состояния с энергией W_m в состояние с энергией W_n ($W_m > W_n$), т. е.

$$\varepsilon = h\nu_{mn} = W_m - W_n. \quad (1.3)$$

Так как энергия квантовой системы дискретна, то такая система испускает излучение определенных частот – *спектр излучения*, состоящий из отдельных *спектральных линий* с конечной шириной. Время жизни возбужденного атома $\tau \sim 10^{-8}$ с. В современной физике используют излучения:

1. *Тормозное*, которое возникает при торможении и отклонении от начального направления движения заряженной частицы в результате ее рассеяния на атомах.

2. *Магнитотормозное*, возникающее при движении заряженной частицы в магнитном поле.

3. При энергиях частицы $\varepsilon \gg mc^2$ (ультрарелятивистское движение) наблюдается *синхротронное излучение*, обладающее широким спектром частот с максимумом в области частот $\sim \Omega[\varepsilon/(mc^2)]^2$, где Ω – частота обращения частицы по окружности в ускорителе.

4. Синхротронное излучение обладает малой угловой расходимостью ($\sim mc^2/\varepsilon$) и высокой степенью поляризации в плоскости орбиты.

Синхротронное излучение имеет квантовую природу.

Например, испускание жестких фотонов носит дискретный характер (1 фотон на 30 см траектории). При этом, наблюдается эффект квантовых флуктуаций радиуса орбиты электрона, т. е. траектория частицы вследствие дискретного характера синхротронного излучения испытывает квантовое уширение, и возникает своеобразное квантовое явление: электрон в магнитном поле совершает движение по макроскопической траектории (движение в ускорителе или накопительных кольцах) и при этом не только излучает видимый свет, но и движется электрон в радиальном направлении. Его положение на орбите подчиняется квантовым законам.

Обнаружена *радиационная поляризация* электронов и позитронов в накопительных кольцах (ориентация спина электрона и позитрона в противоположных направлениях). Эффект радиационной поляризации открывает новые возможности физического эксперимента по наблюдению явлений, связанных с внутренней степенью свободы частиц – их спином. При малых скоростях движения заряженной частицы излучение – *циклотронное*.

4. *Ондуляторное излучение* наблюдают при движении ультрарелятивистских заряженных частиц с малым поперечным периодом отклонения, возникает, например, при их пролете через конденсатор с переменным во времени электрическим полем, перпендикулярным к направлению средней скорости частиц.

5. *Излучение Вавилова–Черенкова* возникает при равномерном движении заряженной частицы в среде со скоростью больше фазовой.

6. *Переходное излучение* возникает при пересечении равномерно движущимся зарядом пространства с неоднородными диэлектрическими свойствами. Переходное излучение и излучение Вавилова–Черенкова – родственные явления. Излучение Вавилова–Черенкова есть результат когерентного высвечивания возбужденных частицей атомов, а переходное – некогерентное. Существуют и другие излучения: *вынужденное, дифракционное* и др.

8.2. Излучение Вавилова–Черенкова

П.А. Черенков, изучая люминесценцию прозрачных жидкостей под действием гамма-излучения, обнаружил в 1934 г. слабое голубоватое свечение жидкости. Анализ свойств этого излучения показал, что оно не имеет ничего общего с люминесценцией, т. к. оно наблюдалось во всех жидкостях независимо от их химического состава. Интенсивность излучения практически не зависела ни от содержания в ней примесей, ни от температуры жидкости. Вавилов предположил, что обнаруженное Черенковым излучение, связано с движением в веществе свободных электронов, возникающих под действием гамма – лучей на молекулы (атомы) жидкости. Попытка объяснить это излучение торможением электронов в жидкостях окончилась неудачей.

Электромагнитное излучение имеет широкий диапазон от радиоволн до γ -лучей, включая видимую часть оптического спектра.

Большая часть электромагнитного излучения обусловлена движением электронов, совершающих переход из одного состояния в другое.

Как показали Франк и Тамм, это положение основывается на предположении, что никакая заряженная частица не может двигаться, имея скорость (v) больше скорости света (c) в вакууме. Заряженная частица,

движущаяся прямолинейно и равномерно в вакууме не излучает электромагнитных волн. Движущийся заряд переносит с собой свое статическое электрическое поле, движение которого в пространстве вызывает магнитное поле, перемещающееся также с зарядом. Например, движение электронов в проводнике можно считать равномерным и это движение создает статические электрические и магнитные поля. В прозрачных диэлектриках фазовая скорость видимого света меньше скорости света в вакууме: $v_{\text{ф}} = u = c/n < v < c$, где n – абсолютный показатель преломления вещества, т. е. заряженная частица, может двигаться со сверхсветовой скоростью (v) в веществе.

В 1904 г. Зоммерфельд теоретически доказал, что электрон при движении со сверхсветовой скоростью в вакууме становится источником излучения. Тамм и Франк показали, что *любая заряженная частица, движущаяся в веществе равномерно и прямолинейно со сверхсветовой скоростью, излучает электромагнитные волны (излучение Вавилова – Черенкова).*

Следует заметить, что в процессе излучения Вавилова – Черенкова энергия и скорость электрона, уменьшается за счет торможения, но в отличие от тормозного излучения, являющегося следствием изменения скорости частицы, уменьшение скорости электрона при эффекте Вавилова – Черенкова само является следствием излучения. Если бы электрон двигался в жидкости равномерно с постоянной сверхсветовой скоростью, то излучение Вавилова – Черенкова все равно имело бы место, тогда как никакого тормозного излучения частицы не наблюдалось бы. Рассмотрим это явление подробнее. Пусть заряженная частица движется в веществе вдоль оси OX с постоянной скоростью до световой скоростью (v).

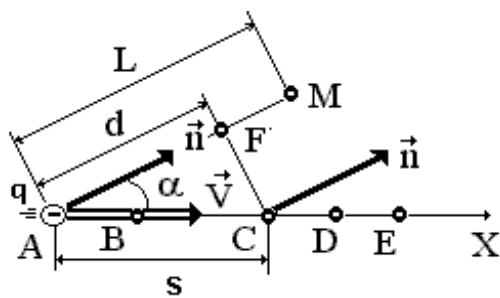


Рис. 1.1

Заряженная частица при движении в жидкости вызывает кратковременную поляризацию вещества в тех точках, через которые она проходит при своем движении. Поэтому молекулы среды, лежащие на пути движения частицы, становятся кратковременно действующими когерентными источниками вторичных элементарных электромагнитных волн,

интерферирующих при наложении. Если $v < u = c/n$, то вторичные волны гасят друг друга. Пусть заряженная частица (рис.1.1) в моменты времени t и $t + \Delta t$ находится соответственно в точках A и C, расстояние между которыми $s = v\Delta t$. Разность хода δ элементарных волн, которые излучаются из точек A и C в произвольном направлении \vec{n} , составляющем угол α с вектором скорости

\vec{v} можно найти из равенства, т. е.

$$\delta = |FM| = (u - v \cos \alpha) \Delta t = s[u / (v - \cos \alpha)].$$

Для каждого значения длины волны λ излучения можно найти такое значение $s = s_{\alpha\lambda}$, при котором $\delta = \lambda/2$, так что элементарные вторичные волны гасят друг друга, т. е.

$$s_{\alpha\lambda} = \frac{\lambda}{2(u/v - \cos \alpha)}.$$

При $s = s_{\alpha\lambda}$ излучение в направлении \vec{n} из любой точки В отрезка АС траектории заряженной частицы гасится при интерференции в том же направлении из сходной ей точки D соседнего участка СЕ ($|CE| = |AC| = s_{\alpha\lambda}$), отстоящей от точки В на расстояние $|BD| = s_{\alpha\lambda}$.

Следовательно, при равномерном прямолинейном движении заряженной частицы в веществе с досветовой скоростью частица не излучает. Если же частица движется в веществе со сверхсветовой скоростью $v > u = c/n$, то значение $s_{\alpha\lambda}$, удовлетворяющее условию минимуму интерференции вторичных волн

$$s_{\alpha\lambda} = \frac{\lambda}{2(u/v - \cos \alpha)},$$

можно найти для всех α , кроме значения $\varphi = \arccos(u/v) = \arccos [c / (nv)]$.

Для направления $\alpha = \varphi$ разность хода δ вторичных волн, излучаемых из любых двух точек А и С траектории заряженной частицы, равна нулю:

$$\delta = |FM| = (u - v \cos \varphi) \Delta t = 0.$$

Таким образом, в указанном направлении должно происходить взаимное усиление вторичных волн при их наложении (интерференция), т. е. должно наблюдаться результирующее излучение заряженной частицы – *излучение Вавилова-Черенкова*, характеризующееся его направленностью. Свет, возникающий на каждом участке траектории заряженной частицы, распространяется вдоль образующих конуса (рис. 1.2), вершина О

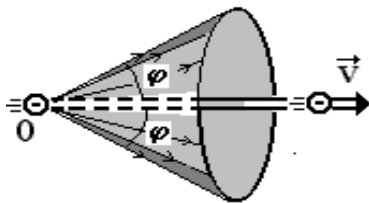


Рис. 1.2

которого расположена на этом участке, а ось совпадает с направлением траектории частицы.

Образующие конуса составляют с осью ОХ угол $\varphi = \arccos [c / (nv)]$. Свет поляризован так, что вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны \vec{E} направлен по нормали к поверхности конуса, а вектор напряженности магнитного поля электромагнитной волны \vec{H} – по касательной к ней.

Интенсивность излучения J определяется по формуле

$$J = \frac{2\pi q^2 v}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 (v/c)^2} \right) v,$$

где q – заряд частицы; n – абсолютный показатель преломления среды; ν – частота излучения; v – скорость частицы; c – скорость света в вакууме.

Спектр излучения является непрерывным.

В области видимой части спектра, из-за дисперсии света, абсолютный показатель преломления n вещества является функцией частоты.

Для больших частот показатель преломления вещества равен единице, и спектр излучения Вавилова–Черенкова обрывается.

В видимой части спектра дисперсия проявляется в виде живописной картины, когда различные цвета излучаются движущимся зарядом под разными углами.

Максимум интенсивности излучения приходится на коротковолновую часть видимого спектра, и все излучение окрашивается преимущественно в синий цвет.

Эффект Вавилова–Черенкова нашел широкое практическое применение в физике элементарных частиц.

На его основе созданы счетчики заряженных частиц Черенкова, с помощью которых можно не только регистрировать эти частицы, но и определять модуль и направление скорости движения частицы.

8.3. Переходное излучение

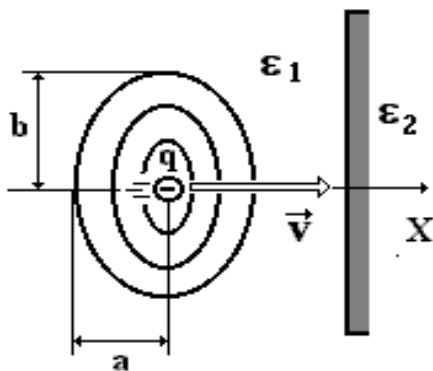


Рис. 1.3

Движущийся заряд излучает, когда скорость его движения превышает скорость света в веществе, т. е. при условии $v > c/n$ или $c/(nv) < 1$.

Следовательно, для возникновения излучения абсолютные значения скорости заряда и скорости света в веществе не играют, в отдельности, ни какой роли. Важно только отношение этих скоростей.

Отношение скоростей меняется как при изменении скорости движения заряда, так и при изменении скорости света в веществе.

Известно, что при торможении (ускорении) движущегося заряда возникает *тормозное излучение*.

Если же скорость движения заряда постоянна, а скорость распространения света в веществе изменять заставляя заряд переходить из

одной среды в другую с разными абсолютными показателями преломления.

Например при движении заряда в атмосфере Земли, то это будет равносильно мгновенному изменению скорости заряда, и, следовательно, такое сложное движение заряда должно сопровождаться излучением типа тормозного.

Это излучение было предсказано теоретически физиками В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком в 1946 г., а затем открыто экспериментально и получило название – *переходного излучения*.

Пусть заряд движется с до световой скоростью в среде из двух протяженных диэлектриков, разделенных плоской границей (рис. 1.3). В этом случае излучение Вавилова–Черенкова в обеих средах отсутствует. Когда заряд неподвижен, то его эквипотенциальные поверхности (поверхности равного потенциала) представляют собой концентрические сферы, центр которых совпадает с зарядом, т. е.

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}.$$

Абсолютный показатель преломления не ферромагнитных, прозрачных диэлектриков связан с диэлектрической проницаемостью среды простым выражением: $n = \sqrt{\epsilon}$. При движении заряда его эквипотенциальные поверхности оказываются деформированными (рис. 1.3), сжимаясь в направлении движения так, что отношение размеров поверхности

$$\frac{a}{b} = \sqrt{1 - (v/c)^2} n^2.$$

вдоль и поперек скорости

Этот эффект есть прямое следствие сокращения размера движущегося тела в направлении его скорости. При пересечении частицей границы раздела меняется показатель преломления, происходит перестройка поля заряда, что и вызывает переходное излучение. Расчеты и эксперимент показывают, что заряд начинает излучать при подходе к границе раздела, и продолжает излучать после ее пересечения. Это расстояние получило название *зоны образования переходного излучения*. Статическое поле заряда представляют в виде суммы волновых полей набора различных частот. Из-за ограничения этого поля в пространстве волны оказываются *стоячими*, которые в среднем не переносят электромагнитной энергии, но убывают по амплитуде. Поле частоты равномерно движущегося заряда с до световой скоростью v имеет продольный по скорости размер: $s = v/\nu_0$, где ν_0 – собственная частота излучения движущегося заряда.

Следовательно, перестройка поля заряда, которое перемещается в пространстве вместе с зарядом, начнется в тот момент, когда граница пространства, где происходят электромагнитные колебания поля с частотой ν_0 , достигнет границы раздела двух диэлектриков. В результате под углом φ

к скорости заряда мы увидим доплеровскую частоту излучения ν , которую можно найти по формуле: $\nu_0 = \nu(1 - \frac{v}{c} \cos\varphi)$.

Спектр переходного излучения сплошной от радиочастот до гамма-лучей.

Интенсивность переходного излучения пропорциональна квадрату заряда частицы. При скоростях заряда, много меньших скорости света в вакууме, в спектре переходного излучения, главным образом представлены радио- и оптические частоты.

При движении заряда со скоростью близкой к скорости света резко возрастает интенсивность излучения в диапазоне жесткого рентгеновского излучения и гамма-лучей – она пропорциональна энергии частицы. Все излучение становится сильно направленным по скорости частицы и сосредотачивается в узком конусе вдоль ее траектории.

Примером переходного излучения является свечение в катодных трубках (люминесценция и тормозное излучения также дают некоторый вклад в это свечение).

Для переходного излучения, так же как и для излучения Вавилова–Черенкова, масса частицы не играет роли, необходимо учитывать только заряд и скорость частицы.

Переходное излучение применяют для определения оптических свойств металлов, для регистрации сверхбыстрых заряженных частиц.

8.4. Дифракционное излучение

Возмущение поля движущегося заряда приводит к возникновению излучения. Существуют различные способы вызвать возмущение поля движущегося заряда. Один из них разобран в разделе переходного излучения.

Возмущение поля движущегося заряда можно вызвать, если на пути движущейся частицы поместить препятствие.

Пролетая около препятствия, заряженная частица перестраивает свое электрическое поле, в результате чего возникает излучение. Понять это явление проще, если представить поле частицы в виде системы волновых полей. При своем движении частица переносит с собой стоячие, убывающие по амплитуде, волны. При определенном расстоянии от препятствия волновое поле налетает на него, например, на проводящий экран. При падении электромагнитной волны на экран возникает дифракция поля. Поэтому каждое частичное поле заряда испытывает на экране эту дифракцию, порождая независимо распространяющуюся от частицы вторичную волну. Такое излучение получило название *дифракционного излучения*.

Если заряженная частица движется над дифракционной решеткой, то

частота спектра излучения источника

$$\nu = \frac{md/\nu}{1 - \frac{v}{c} \cos\varphi},$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, – порядок дифракционного спектра; d – период решетки.

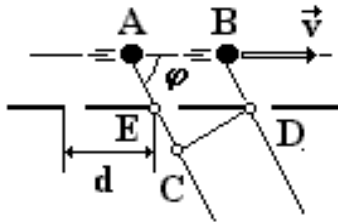


Рис. 1.4

Неподвижный наблюдатель через щели дифракционной решетки (рис. 1.4) увидит периодически появляющийся источник. Если наблюдатель не знает о существовании дифракционной решетки, то он скажет, что видит движущийся источник, который периодически вспыхивает с определенной частотой. Спектр излучения этого источника является доплеровским. Частота вспышек $\nu_0 = \nu/d$.

Наблюдатель видит не только основную частоту излучения, но и кратные ей частоты, что объясняется не синусоидальностью колебаний движущегося источника.

Этот эффект впервые объяснил И.М. Франк в 1942 г. Э. Парселл и С. Смит в 1953 г. впервые выполнили эксперименты по дифракционному излучению на решетке. Сфокусированный пучок электронов двигался очень близко к плоскости дифракционной решетки, период которой $d = 1,67$ мкм.

При этом наблюдалось излучение в видимой части спектра под углом $\varphi = 20^\circ - 30^\circ$.

Основная частота в спектре соответствовала $\lambda \sim 10^{-7}$ м.

Кроме основной частоты,

наблюдались обертоны до пятого порядка.

Дифракционное излучение можно использовать для передачи информации, например, телевизионного сигнала, когда одновременно со звуком передается изображение, состоящее из множества элементов.

Был сконструирован генератор малой мощности «Варотрон», позволяющий получать излучение в диапазоне волн $10^{-6} - 0,5 \cdot 10^{-6}$ м, т. е. от инфракрасной области спектра до границ видимого спектра.

Генератор дифракционного излучения «Оратрон» (рис.1.5) имел мощность 11,5 Вт для длины волны 5,45–3,4 мм.

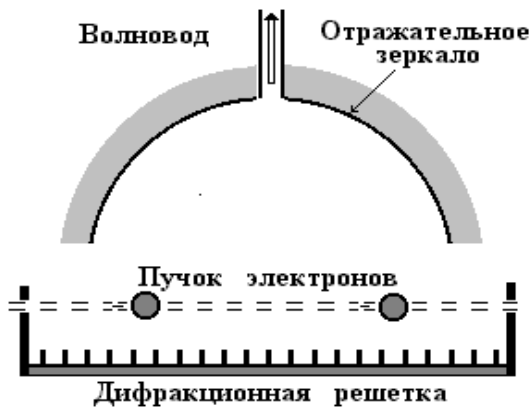


Рис. 1.5

С помощью сферического зеркала дифракционное излучение превращается в стоячую волну, энергия которой концентрируется внутри прибора.

Отвод электромагнитной энергии волны осуществляется с помощью волновода, открытый конец которого проходит через отражающее зеркало.

8.5. Источники излучения нового поколения

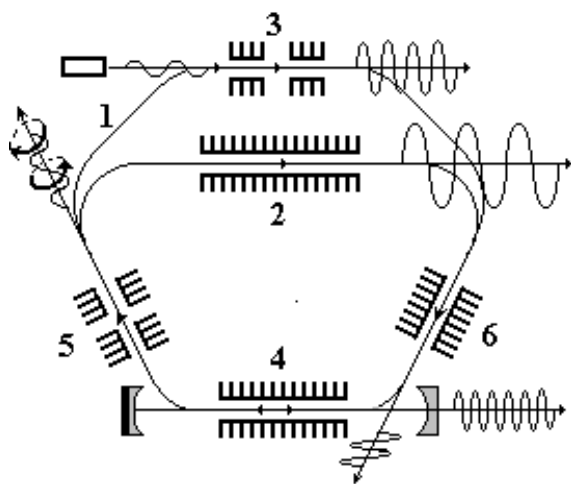


Рис. 1.6

Источник излучения нового типа (ALS, строится в США) – накопитель электронов на энергию ~1,3 ГэВ, содержащий различные встроенные устройства (рис. 1.6), позволяющие получать рентгеновское и вакуумное ультрафиолетовое излучения в области энергии квантов с длиной волны от 1 до 100 нм.

Приведем некоторые из таких источников:

1. Накопительное кольцо.
2. ЛСЭ – лазер на свободных электронах с высоким коэффициентом усиления и длиной волны когерентного светового пучка от 1 до 12 нм.
3. Поперечный оптический клистрон, умножающий поток частиц лазера накачки и, позволяющий получить преобразование $\sim 10^{-6}$ для 10-й гармоники.
4. Лазер на свободных электронах с оптическим резонатором и длиной волны когерентного излучения 50 нм.
5. Система двух скрещенных ондуляторов с постоянными магнитами, позволяющая управлять поляризацией излучения в области 5 нм со степенью поляризации 84%. Ондуляторы содержат, кроме гребенки постоянных магнитов, по одной секции дополнительных управляющих магнитов с управляемым полем
6. Ондулятор для исследования свойств этого излучения и др.

8.6. Тепловое излучение абсолютно черного тела

Из повседневной жизни известно, что любые нагретые тела излучают энергию, а тела, на которые падает излучение, нагреваются в результате поглощения этой энергии, т. е. их внутренняя энергия увеличивается.

Электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее от температуры и оптических свойств этого тела, называют тепловым излучением.

Тепловое излучение способно находиться в термодинамическом равновесии с веществом.

Такое излучение называют равновесным, если оно устанавливается в адиабатической замкнутой (теплоизолированной) системе, все тела которой имеют одинаковую температуру.

Температурное (тепловое) излучение играет важнейшую роль в жизни и деятельности человека.

Сама жизнь на Земле произошла и развивается благодаря воздействию потоков лучистой энергии нашего Солнца. Классическая физика не могла объяснить излучение отдельных атомов и нагретых тел.

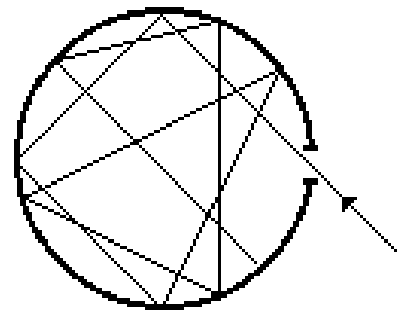


Рис. 1.7

Кирхгоф ввел представление об *абсолютно черном теле*, излучение которого не зависит от его физических и химических свойств, от его состава, а зависит только от его температуры. Такое тело способно полностью поглощать излучение любой длины волны (частоты). Примером абсолютно черного тела приближенно могут служить сажа, платиновая чернь или черная дыра. Этому условию отвечает полость с малым отверстием, в которую проникает луч света и никогда из нее не выходит (рис. 1.7).

Планк предположил, что энергия излучения атомов и молекул может изменяться не на любую величину (как это следует из классической физики), а только в виде порций квантов с энергией $\varepsilon = h\nu$.

Количество энергии, излучаемой с единицы площади поверхности тела в 1 с, в единичном интервале длин волн (частот) при данной абсолютной температуре, называют спектральной плотностью энергетической светимости

$$r_{\lambda, T}^* = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{h}{e^{\lambda kT} - 1}, \quad (1.4)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; c – скорость света в вакууме; λ – длина волны излучения; $r_{\lambda, T}^*$ – спектральная плотность энергетической светимости абсолютно твердого тела.

Из определения следует, что $r_{\lambda, T}^* = \frac{dW}{d\lambda}$ или $r_{\nu, T}^* = \frac{dW}{d\nu}$. (1.5)

В СИ спектральная плотность энергетической светимости измеряется в Вт/м³.

Формулу (1.4) можно представить в виде

$$r_{\nu, T}^* = \frac{2\pi h}{C^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{kT} - 1}, \quad (1.6)$$

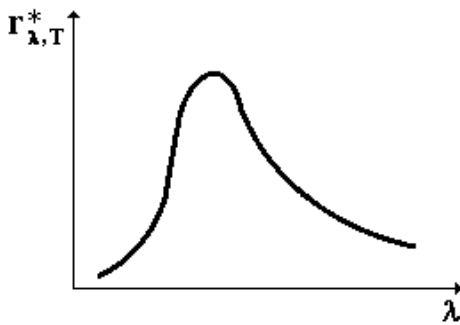


Рис. 1.8

Кривая излучения абсолютно черного тела при постоянной температуре приведена на рис. 1.8, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Спектр излучения абсолютно черного тела – сплошной. Все тела в природе не только излучают или поглощают энергию, но и отражают или пропускают ее. Для характеристики реальных тел используют следующие

коэффициенты: поглощения (a), отражения (ρ), пропускания (τ).

Таблица 1.1

Металл	$\lambda=0,4$ мкм	$\lambda=0,7$ мкм
Золото	0,28	0,92
Никель	0,5	0,68
Серебро	0,82	0,94
Сталь	0,49	0,58

Спектральной характеристикой поглощения электромагнитных волн является поглощательная способность

тела $a_{\nu, T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW}$, (1.7)

показывающая, какая доля энергии dW падающих за 1 с на единицу площади поверхности тела электромагнитных волн с частотами от ν до $\nu + d\nu$ поглощается телом.

Следовательно, коэффициент поглощения данного тела определяется отношением поглощенной энергии ко всему потоку энергии, падающему на его поверхность. Поглощательная способность абсолютно черного тела $a_{\nu,T} = 1$ – безразмерная величина. В разных частях спектра одно и то же тело поглощает энергию неодинаково, так как $a_{\nu,T}$ зависит от частоты (длины волны) падающего излучения. Отношение отраженной части потока энергии за 1 секунду с единицы площади поверхности тела ко всему падающему на тело потоку излучения, называют *коэффициентом отражения*

$$\rho_{\nu,T} = \frac{dW_{\text{отр}}}{dW}. \quad (1.8)$$

Коэффициент отражения зависит от частоты (длины волны) падающего излучения, от рода вещества и от состояния его поверхности.

Для некоторых металлов величины коэффициента отражения приведены в табл. 1.1.

Коэффициентом пропускания называют величину, равную отношению прошедшей сквозь вещество потока энергии к потоку энергии, падающей в 1 с на единицу площади поверхности вещества.

$$\tau = dW_{\text{проп}} / dW. \quad (1.9)$$

Частота света не изменяется при отражении и преломлении.

На основании закона сохранения энергии

$$a_{\nu,T} + \rho_{\nu,T} + \tau_{\nu,T} = 1. \quad (1.10)$$

Излучательная способность тела во всем интервале частот характеризуется энергетической светимостью

$$R_{\nu} = dW/dS. \quad (1.11)$$

где dW – полный поток энергии всех частот излучения с элемента поверхности dS нагретого тела или $R_{\nu} = \frac{N}{S \cdot t}$, (1.12)

где N – мощность излучения; S – поверхность излучения; t – время излучения. Энергетическая светимость абсолютно черного тела – полная мощность теплового излучения с единицы поверхности тела во всем

диапазоне частот при данной температуре $R_{\nu}^* = \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* dv$. (1.13)

В Си энергетическая светимость измеряется в Вт/м².

Для серого тела энергетическая светимость $R_{\nu} = a^{\text{сер}} \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* dv = a^{\text{сер}} R_{\nu}^*$.

Серым называют тело, если его поглощательная способность одинакова для всех частот, зависит от температуры, от вещества и состояния его поверхности.

8.7. Закон Кирхгофа

Отношение спектральной плотности энергетической светимости тел к их поглощательной способности при постоянной температуре является одинаковой функцией длин волн (частот) и абсолютной температуры и равно спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела при той же температуре

$$\frac{\Gamma_{\nu, T}}{a_{\nu, T}} = f(\nu, T) = \Gamma_{\nu, T}^* \quad (1.15)$$

Для всех реальных тел $a_{\nu, T} < 1$

Например, сажа имеет $a_{\nu, T} = 0,98$ для видимых и ультрафиолетовых лучей;

для инфракрасных волн $a_{\nu, T} = 0,96$.

Из закона Кирхгофа–Бунзена следует, что каждое тело поглощает лучи той же частоты или длины волны, которые оно излучает при данной температуре.

8.8. Закон Стефана–Больцмана

Энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры, т. е.

$$R_3^* = \sigma T^4, \quad (1.16)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана–Больцмана.

Излучение с точно фиксированной длиной волны (или частоты) не несет с собой лучистой энергии.

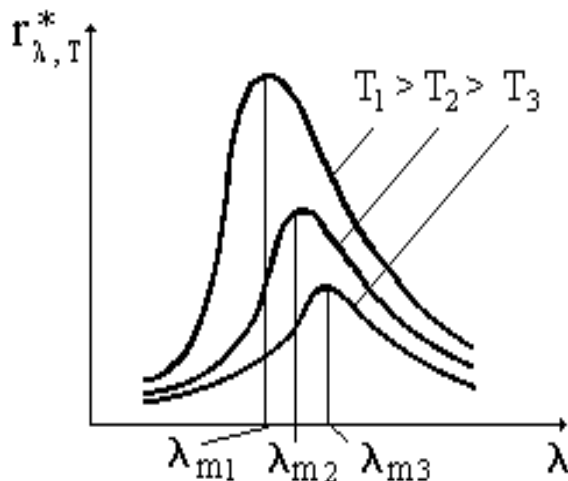


Рис. 1.9

Энергетическая светимость абсолютно черного тела на графике измеряется площадью, заключенной между кривой распределения спектральной плотности энергетической светимости и осью длин волн (рис. 1.9).

Если температура окружающей среды $T_0 \neq 0$ К, то формула (1.16) принимает вид

$$R_3^* = \sigma(T^4 - T_0^4). \quad (1.17)$$

Зависимость $\Gamma_{\lambda, T}^*$ от длин волн при различных температурах приведена на рис. 1.9.

8.9. Закон смещения Вина

Длина световой волны λ_{\max} , на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела, *обратно пропорциональна абсолютной температуре*

$$\lambda_{\max} = \frac{b_1}{T}, \quad (1.18)$$

где $b_1 = 2,89 \cdot 10^{-3}$ м·К – постоянная Вина.

Максимум излучения по мере повышения температуры смещается в область более коротких длин волн.

При температуре $T = 5000$ К максимум излучения абсолютно черного тела приходится на длины волн

$$\lambda \approx 5,47 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

8.10. Второй закон Вина

Максимум спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры



$$r_{\lambda, T}^* = b_2 T^5, \quad (1.19)$$

где

$$b_2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}^5} -$$

вторая постоянная Вина.

Рис. 1.10

Спектральная плотность энергетической светимости нагретых реальных тел меньше спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела.

На рис. 1.10 приведены кривые излучения платины при $T=1335$ К и абсолютно черного тела.

Для каждого реального тела существует определенная, только ему свойственная область селективного (избирательного) излучения и поглощения.

8.11. Оптическая пирометрия

В основу оптической пирометрии положены законы излучения абсолютно черного тела. Оптические пирометры позволяют измерять температуры нагретых тел выше 2000 К и без непосредственного контакта с ними (например, для измерения температуры поверхности Солнца, звезд и других нагретых космических объектов). Существует несколько методов измерения температуры. Например, метод радиационной температуры. Используя этот метод температуру тел можно найти на основании закона

Стефана–Больцмана:

$$T_{\text{рад}} = \sqrt[4]{\frac{R_{\text{э}}^*}{\sigma}}. \quad (1.20)$$

Истинную температуру реального нагретого тела определяют по формуле

$$T_{\text{ист}} = \sqrt[4]{\frac{R_{\text{э}}^*}{k\sigma}}, \quad (1.21)$$

где $k < 1$, например, для вольфрама $k = 0,15$, т. е. $T_{\text{ист}} = 1,6T_{\text{рад}}$.

Чем выше температура тела, тем больше радиационная температура приближается к истинной. Другой метод яркостной температуры. В этом методе температуру абсолютно черного тела определяют по формуле Планка (1.4) или формуле (1.6) при измерении яркости в интервале длин волн ($\lambda, \lambda + \Delta\lambda$). Температуру определяют, сравнивая яркость реального тела с яркостью эталонного тела для волны излучения $\lambda = 6,65 \cdot 10^{-7}$ м (красный цвет).

Лекция 8

8.12. Давление света

Существование давления света на поверхности тел при их облучении лучистой энергией теоретически обосновано в электромагнитной теории Максвелла.

Полная энергия частицы

$$W = \varepsilon = \theta mc^2, \quad \left(\theta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}\right). \quad (1.22)$$

где c – скорость света в вакууме; m – масса частицы.

Энергия кванта $\varepsilon = h\nu$, (1.23)

где h – постоянная Планка; ν – частота кванта.

Из (1.22) и (1.23) следует, что квант (фотон) света имеет импульс

$$p = \theta mc = \frac{h\nu}{c} \quad (1.24)$$

Световой поток монохроматического света частоты ν , падающий

нормально, приносит за 1 с на поверхность, равную 1 м^2 , энергию, равную интенсивности света J (плотности потока излучения).

Если световой поток интенсивности J содержит N фотонов, каждый из которых несет энергию $\varepsilon = h\nu$, то

$$N = \frac{J}{h\nu}. \quad (1.25)$$

Каждый квант света при падении на абсолютно поглощающую поверхность сообщает ей импульс (1.24), а абсолютно отражающей поверхности – импульс в два раза больший, т. е.

$$p = 2 \frac{h\nu}{c}. \quad (1.26)$$

Суммарный импульс, сообщаемый всеми N фотонами за 1 с, 1 м^2 абсолютно поглощающей поверхности равняется давлению на нее

$$P = \frac{J}{c} = N \frac{h\nu}{c}. \quad (1.27)$$

Если поверхность тела имеет коэффициент отражения ρ , то из всего числа падающих N фотонов отражается ρN , а поглощается $(1 - \rho)N$ фотонов.

Суммарный импульс, переданный фотонами единице площади поверхности тела, равен давлению свет

$$P = \rho N \cdot 2 \frac{h\nu}{c} + (1 - \rho)N \cdot \frac{h\nu}{c}.$$

Таким образом, чем больше частота фотона, тем больше световое давление.

С учетом (1.26)
$$P = \frac{J}{c} (1 + \rho). \quad (1.28)$$

На практике световое давление измерено *Лебедевым*.

В яркий солнечный день давление света составляет $P \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$.

Измерения светового давления подтвердили выдвинутое еще *Кеплером* предположение о том, что отклонение кометных хвостов в сторону от Солнца является результатом давления солнечного излучения.

Эддингтон предположил, что давление излучения определяет максимальные размеры звезд и противодействует гравитационному сжатию при их формировании, что согласуется с астрономическими наблюдениями.

Действительно, с увеличением массы звезды возрастает гравитационное сжатие ее вещества, что приводит к повышению температуры внутри звезды до $\sim 10^7 - 10^8 \text{ К}$, при которой начинаются термоядерные реакции, а следовательно, возрастает световое давление лучистой энергии звезды (наряду с давлением нагретого газа). На последней стадии эволюции массивных звезд (более 2–10 масс Солнца), когда полностью выгорает ядерное горючее, температура звезды понижается, и ничто не может противодействовать гравитационному сжатию. Сила гравитационного сжатия достигает таких величин, что никакое

электромагнитное излучение не может вырваться наружу. Наступает гравитационный коллапс, который возникает при достижении звездой *гравитационного радиуса Шварцшильда*. С этого момента звезда становится невидимой – возникает *черная дыра*. Давление излучения имеет большое значение и при изучении атомных явлений. Например, при испускании фотона возбужденным атомом или ядром, которое испытывают отдачу.

8.13. Внешний фотоэффект

Явление испускания веществом электронов под действием излучения называют внешним фотоэффектом. Испускание веществом каких-либо частиц называют *эмиссией*. Поэтому внешний фотоэффект называют *фотоэлектронной эмиссией*. Поток излучения включает электромагнитные волны от радиоволн до гамма – квантов. Описание внешнего фотоэффекта было дано *Герцем* и затем *Столетовым*.

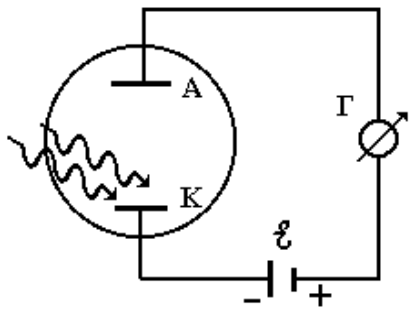


Рис. 1.11

В вакуумном стеклянном сосуде находятся два металлических электрода, например, анод (А) – медный, катод (К) – цинковый, которые включены в электрическую цепь, состоящую из гальванометра и источника тока (рис. 1.11). При отсутствии освещения фототок равен нулю. Если на катод направить световой поток определенной частоты, то гальванометр покажет наличие тока в цепи, т. к. из катода вырываются электроны, которые, достигнув анода, замыкают цепь.

Столетов детально исследовал явление фотоэффекта и установил законы:

1. *Сила фототока пропорциональна интенсивности падающего излучения.*

Интенсивность излучения влияет лишь на число вырванных электронов.

2. *Максимальная скорость покидающих вещество электронов зависит от частоты падающего на него света.*

Классическая физика не смогла объяснить явление фотоэффекта. Для объяснения фотоэффекта используются квантовую физику. *Эйнштейн* предположил, что фотоны не только испускаются порциями (квантами), но распространяются и поглощаются в виде квантов с энергией $\epsilon = h\nu$. Им была предложена формула, которая выражает закон сохранения энергии для фотоэффекта:

$$h\nu = A_B + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (1.29)$$

где A_B – работа выхода; ν – частота излучения; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $W_k = \frac{mv_{\max}^2}{2}$ – кинетическая энергия вырванного

электрона из металла. Зависимость фототока от приложенного напряжения приведена на рис. 1.12.

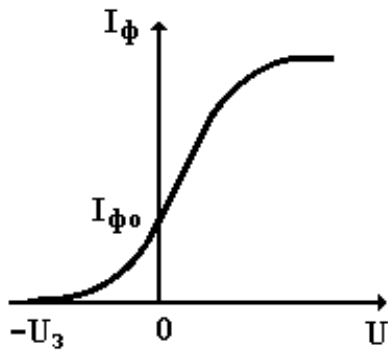


Рис. 1.12

Электроны, покидающие металл, могут иметь кинетическую энергию, которая меньше работы выхода, необходимой для преодоления приложенного напряжения. При некотором значении задерживающего напряжения ($-U_3$) фототок прекращается. В этом случае максимальная скорость электронов, освобожденных светом, определяется из равенства

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = |q_e U_3|, \quad (1.30)$$

где q_e – заряд электрона; m – его масса.

Для каждого конкретного вещества существует минимальная частота излучения (красная граница фотоэффекта), ниже которой фотоэффект не возникает.

Формула (1.29) в этом случае записывается в виде:

$$h\nu_{\text{кр}} \leq A_v. \quad (1.31)$$

Фотоэлектрон при прохождении через поверхность металла должен преодолеть потенциальный барьер, на что затрачивается энергия, равная работе выхода (табл. 1.2). Фотоэффект из атома, молекулы или конденсированной среды возможен из-за связи электрона с окружением. Эта связь характеризуется в атоме энергией ионизации; в конденсированной среде – работой выхода.

Минимальная энергия фотона, необходимая для освобождения электрона, называется потенциалом ионизации ($\phi_{\text{и}}$), который зависит от вида связи электрона с атомом (молекулой).

При исследовании фотоэффекта было установлено, что свободный электрон не может поглотить фотон, так как это запрещается законами сохранения импульса и энергии.

Таблица 1.2

Металл	A_v , эВ	$\lambda_{\text{кр}}$, мкм	$\phi_{\text{и}}$, В
Барий	2,56	0,784	5,19
Медь	4,36	0,284	7,58
Цезий	1,94	0,639	3,87

Тамм и Шубин предложили, что при взаимодействии кванта света с электроном необходимо участие третьего тела. Роль такого тела

могут выполнять, например, примеси, неоднородности или нарушения периодичности структуры вещества, вызванные колебаниями положительных ионов, образующих кристаллическую решетку. Таким телом может быть и граница раздела фаз. Следовательно, в зависимости от механизма возбуждения электрона внешний фотоэффект разделяют на

объемный и поверхностный, которые могут объединяться, при определенных условиях, в один механизм. Наконец, существует канал передачи энергии электрону не непосредственно от фотона, а через *возбуждение коллективных движений в кристалле*. Согласно теории коллективные движения в кристалле связаны с электронным газом. Волны, отвечающие изменению плотности электронного газа, реально наблюдаются, т. е. это волны изменения плотности заряда в объеме твердого тела. Под влиянием внешних воздействий электронный газ начинает совершать гармонические колебания с большой длиной волны. Со стороны положительных ионов кристаллической решетки возникает возвращающая сила, действующая на электронную систему.

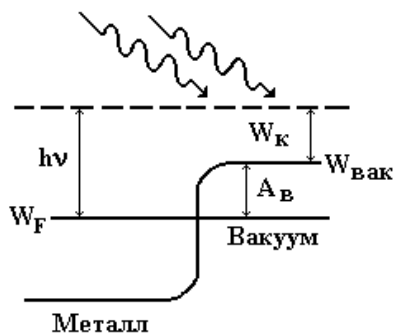


Рис. 1.13

В результате электроны начинают колебаться с некоторой частотой, называемой *плазменной*. Квадрат плазменной частоты $\nu_{\text{пл}} \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ в металлах пропорционален числу электронов в зоне проводимости.

Таким образом, однородные плазменные колебания – один из примеров волновых движений в электронном газе. Известно, что электромагнитным волнам соответствуют частицы – фотоны. Поэтому плазменным волнам можно поставить в соответствие некоторые

кванты колебаний, называемые *плазмонами* с энергией $\varepsilon = h\nu_{\text{пл}}$. Недавно было установлено, что электромагнитные волны достаточно эффективно возбуждают плазменные волны в металлах, т. е. фотоны могут возбуждать плазмоны. Энергия коллективных плазменных колебаний может быть передана одному из электронов металла (плазмон возбуждает электрон), который покинет металл. Важный вклад в теорию фотоэмиссии внес *Фаулер*, который вычислил частотную и температурную зависимости вблизи красной границы фотоэффекта. Согласно зонной теории твердых тел электроны заполняют уровни зоны проводимости в металлах, начиная от расположенного вблизи ее дна, уровня *Ферми*. На рис. 1.13 приведено схематическое изображение границы металл-вакуум при фотоэмиссии. В металле показана только зона проводимости "С". W_F – энергия Ферми; $W_{\text{вак}}$ – энергетический уровень электрона, расположенный в вакууме;

W_k – кинетическая энергия электрона. Для того чтобы перевести электрон из металла в вакуум, нужно затратить энергию $\varepsilon = h\nu$, т. е. совершить минимальную работу для перевода электрона с уровня Ферми в вакуум. Работы *Фаулера* позволили понять явления, связанные с рождением частиц при фотореакциях на ядрах. Фотоэффект наблюдается в полупроводниках, растворах и т. д.

На основании уравнения (1.29) объясняется, что интенсивность света определяется только числом квантов, падающих на единицу поверхности за 1 с, а количество фотоэлектронов пропорционально числу падающих квантов.

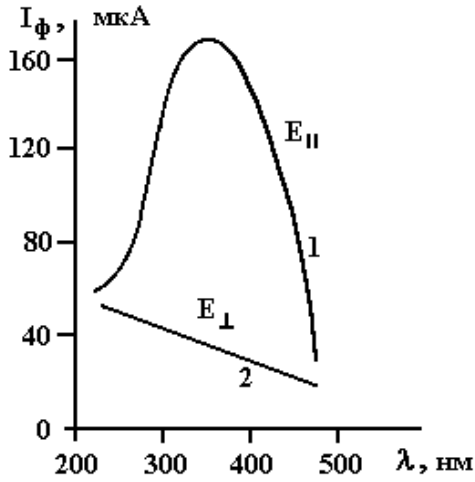


Рис. 1.14

Однако только малая часть квантов поглощается электроном, остальные поглощаются кристаллической решеткой, нагревая ее. КПД внешнего фотоэффекта металлов ~0,1%. Число электронов, покидающих металл, в пересчете на один падающий фотон, называют *квантовым выходом*, который для металлов возрастает с увеличением частоты падающего фотона.

Квантовый выход определяет чувствительность фотоэлементов к свету.

Фотоэффект – безынерционен, т. к. время вылета электрона из металла после его освещения составляет $\sim 10^{-9}$ с. Квантовый выход для всех веществ имеет *селективный* (избирательный) характер, который напоминает резонансные явления. Это следует из того, что селективность зависит от направления поляризации света и угла падения лучей на поверхность вещества.

Если падающий свет поляризован так, что электрический вектор \vec{E} совершает колебания параллельно плоскости падения ($E_{||}$), то эффект резко усиливается.

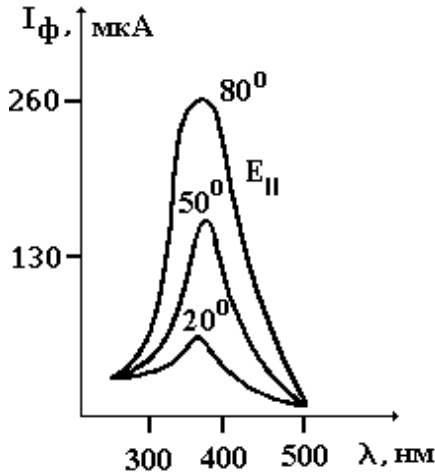


Рис. 1.15

При повороте плоскости поляризации на 90° (E_{\perp}) селективный эффект исчезает (рис. 1.14), где кривая 1 – спектральная характеристика фототока, когда падающий свет поляризован и вектор \vec{E} совершает колебания параллельно плоскости падения; кривая 2 – спектральная характеристика фототока, когда вектор \vec{E} падающего поляризованного света совершает колебания перпендикулярно плоскости падения. В случае 1 вектор \vec{E} имеет составляющую, перпендикулярную поверхности металла, а случае 2 – нет. Величина селективного фотоэффекта по фототоку резко возрастает с увеличением угла падения (рис. 1.15).

8.14. Внутренний фотоэффект

Внутренний фотоэффект наблюдается при освещении светом полупроводников, диэлектриков и некоторых органических веществ. Под влиянием фотоионизации атомов (ионов) происходит уменьшение их сопротивления. При внутреннем фотоэффекте в чистых полупроводниках электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости.

Проводимость полупроводника вызвана движением электронов и дырок в электрическом поле, приложенном к веществу. Механизм дырочной проводимости отличается от электронной проводимости.

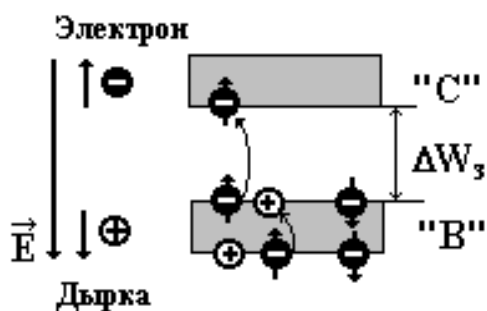


Рис. 1.16

При переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости образуется дырка, которую занимает электрон валентной зоны, а в том месте, откуда ушел электрон, в свою очередь, возникает дырка, которую занимает следующий электрон и т. д.

В этом процессе электрон проводимости участия не принимает. Основным параметром, определяющим фотоэлектрические свойства вещества

является ширина запрещенной зоны ΔW_z (рис. 1.16). Чем меньше ширина запрещенной зоны, тем дальше в сторону длинных волн простирается граница внутреннего фотоэффекта, обусловленная разделением электронов и дырок (собственная фотопроводимость полупроводника). Если на полупроводник падает фотон с энергией $h\nu \geq \Delta W_z$, то фотоэффект наблюдается. Кристаллы веществ, которые изменяют свое сопротивление под действием света, называют фотосопротивлениями.

8.15. Вентильный фотоэффект

Вентильная фотоЭДС – ЭДС, возникающая в результате пространственного разделения электронно–дырочных пар, генерируемых светом в полупроводнике электрическим полем n – p перехода, гетероперехода, приэлектродного барьера. При вентильном фотоэффекте электрическое поле к фотоэлементу не прикладывается, т. к. они сами являются генераторами фотоЭДС. Характерной особенностью фотоэлементов с вентильным фотоэффектом является наличие запирающего слоя между полупроводником и электродом, который вызывает выпрямляющее действие данного слоя (рис. 1.17).

Слой полупроводника с вентильным фотоэффектом обладает не только сопротивлением, но и емкостью и является выпрямителем и источником

ЭДС при его освещении светом. На рис. 1.17 пластинка Cu (4) является одним из электродов. Сверху она покрывается тонким слоем (2) закиси меди Cu₂O вследствие нагревания меди в воздухе при высокой температуре. Запирающий слой (3) образуется на границе Cu₂O и меди. Сверху наносится тонкий полупрозрачный слой золота (1). При освещении между электродами 1 и 4 возникает разность потенциалов.

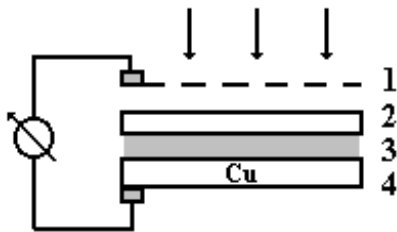


Рис. 1.17

Если соединить эти электроды через гальванометр, то при падении света возникает фототок, направленный от меди к Cu₂O. Фотопроводимость меднозакисных фотоэлементов вызвана движением дырок. Тонкий запирающий слой ($d \approx 10^{-7}$ м) на границе металл – полупроводник вызывает запирающее действие фотоэлемента и возникновение фотоЭДС до 1 В. В этом случае

лучистая энергия света непосредственно переходит в электрическую. КПД фотоэлемента ~2,5%.

8.16. Эффект Комптона

Явление Комптона состоит в увеличении длины волны рентгеновских лучей при их рассеянии на атомах вещества, которое сопровождается фотоэффектом. С точки зрения классической волновой теории длина волны рассеянного излучения должна равняться длине волны падающего.

Схема опыта Комптона приведена на рис. 1.18, где S – источник рентгеновского излучения; D₁ и D₂ – диафрагмы, формирующие узкий пучок рентгеновских лучей; A – вещество, рассеивающее рентгеновские лучи, которые затем попадают на спектрограф С и фотопластинку Ф.

Явление Комптона характеризуется следующими закономерностями:

1. Зависит от атомного номера вещества.
2. При увеличении угла рассеяния интенсивность комптоновского рассеяния возрастает.
3. Смещение длины волны возрастает с увеличением угла рассеяния.

4. При одинаковых углах рассеяния смещение длины волны одно и

тоже для всех веществ.

Явление Комптона объясняется тем, что оно происходит на электронах, слабо связанных в атомах.

Падающие рентгеновские лучи представляют собой поток рентгеновских фотонов с энергией $\epsilon = h\nu$ и импульсом

$$p = mc = \frac{h\nu}{c}.$$

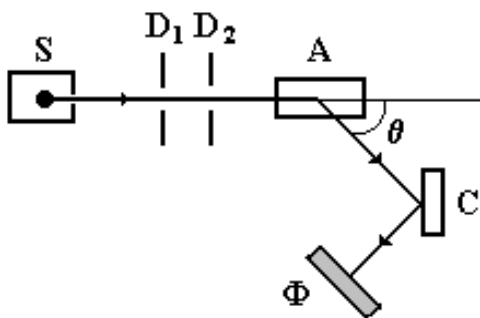


Рис. 1.18

При взаимодействии рентгеновского фотона с электроном последний получает энергию (W) и импульс ($p = mv$) покидает атом (электрон отдачи), а энергия и импульс рассеянного фотона уменьшаются (рис. 1.19).

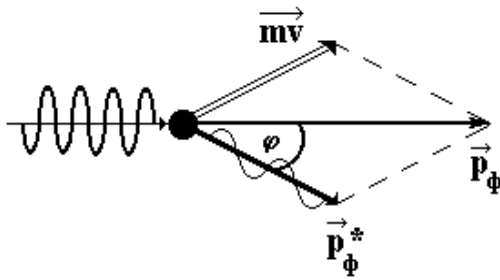


Рис. 1.19

Для нахождения изменения длины волны рассеянного фотона в эффекте Комптона применим закон сохранения импульса

$$\vec{p}_\phi = \vec{p} + \vec{p}_\phi^*$$

и закон сохранения энергии

$$W_\phi + W_0 = W + W_\phi^*,$$

где полная энергия частицы

$$W = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}.$$

Из закона сохранения импульса находим импульс частицы (электрона). Например, согласно рис. 1.19 (теорема косинусов)

$$p^2 = p_\phi^2 + (p_\phi^*)^2 - 2p_\phi p_\phi^* \cos\varphi. \quad (1.32)$$

Учитывая релятивистский характер движения для фотона, имеем

$$W_\phi = mc^2$$

или

$$\varepsilon = h\nu,$$

$$p_\phi = mc,$$

т. е.

$$W_\phi = h\nu = p_\phi c.$$

С учетом этого закон сохранения энергии представим в виде

$$mc^2 + p_\phi c = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} + p_\phi^* c. \quad (1.33)$$

Решив совместно (6.18) и (6.19) и после возведения в квадрат получаем

$$mc(p_\phi - p_\phi^*) = p_\phi p_\phi^* (1 - \cos\varphi)$$

или

$$\frac{mc^2}{h} \left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu^*} \right) = 1 - \cos\varphi, \quad (1.34)$$

где

$$p_\phi = h\nu / c, \quad p_\phi^* = h\nu^* / c \quad (1.35)$$

– импульсы падающего и рассеянного фотонов; φ – угол рассеяния; c – скорость света; h – постоянная Планка.

Используя связь длины волны с частотой в виде:

$$v = \frac{c}{\lambda}, \quad v^* = \frac{c}{\lambda^*} \quad \text{и}$$

$$\Delta\lambda = \lambda^* - \lambda,$$

получим

$$\frac{hc^2}{\lambda\lambda^*} (1 - \cos\theta) = m c^2 \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\lambda\lambda^*}.$$

Следовательно,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m c} (1 - \cos\theta). \quad (1.36)$$

Величину $\frac{h}{m \cdot c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ называют *комптоновской длиной*

волны.

Максимальное значение $\Delta\lambda$ достигается для лучей, рассеянных под углом $\varphi = \pi$.

Явление Комптона наблюдается не только на электронах, но и любой заряженной частице, которая может взаимодействовать с электромагнитным излучением.

При повышении энергии падающих фотонов все больше и больше проявляются его корпускулярные свойства, заключающиеся в том, что фотоны превращаются в пары *электрон – позитрон*.

Это происходит, когда фотон достигает энергии $h\nu \geq 2mc^2$.

Такие фотоны вблизи ядер атомов превращаются в пары *электрон – позитрон, а фотон исчезает*.

Наряду с рождением частиц фотонов высоких энергий имеет место и обратный процесс – превращение электрона и позитрона в два или большее число фотонов.

8.17. Строение атома

Опыты *Резерфорда* по рассеянию α – частиц при прохождении их через тонкую металлическую фольгу показали, что большинство α – частиц отклоняется незначительно от своего первоначального направления.

Однако имелись α – частицы, которые отклонялись на углы $130^\circ - 150^\circ$.

В связи с этим *Резерфорд* предположил, что весь положительный заряд атома сосредоточен в малом объеме – его ядре. Поэтому вероятность попадания α -частиц в ядро и их отклонение на большие углы мала.

Альфа-частицы образуются при естественной радиоактивности некоторых тяжелых элементов (урана, тория и др.) и представляют собой частицы с зарядом $+2|e|$ ($|e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$), массой $m_\alpha = 6,64 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. По

современным представлениям α – частица – ядро изотопа атома гелия ${}^4_2\text{He}$, содержит два протона и два нейтрона.

Ядро атома можно записать в виде символа ${}^A_Z\text{X}$, где X – химический элемент в периодической системе Менделеева; Z – число электронов в атоме или число протонов в ядре или порядковый номер элемента; A – массовое число, которое определяется числом протонов и числом нейтронов в ядре атома. Например, изотоп ядра атома железа ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, где Z = 26, число электронов – 26, число протонов – 26, число нейтронов – 25.

Идея Резерфорда о строении атома позволила установить физический смысл порядкового номера периодической системы элементов.

Поскольку атом в нормальном состоянии нейтрален, то число электронов (заряд отрицательный) в атоме равно числу протонов (положительный заряд) в ядре.

Опыты по рассеянию света на электронах атомов показали, что наблюдаются резонансные явления.

Рассеяние наблюдается интенсивно, когда частота падающего света совпадает с собственной частотой колебания электронов.

Следовательно, изучая интенсивность рассеянного света в широком диапазоне частот, можно найти полное число электронов в атоме.

Другим методом по определению числа электронов является измерение коэффициента рассеяния рентгеновского излучения данным атомом. Эксперименты показали, что число электронов в атоме равно числу протонов в ядре. Зная заряд ядра $Z|e|$ можно установить верхний предел размеров ядра $d_{\text{я}} \approx 10^{-15}$ м. Размер атома ($d_{\text{ат}} \approx 10^{-10} - 10^{-11}$ м). Опыты показали, что атом является устойчивой системой.

Он излучает энергию при определенных условиях. При излучении атома наблюдается *линейчатый спектр*, обусловленный строением и свойствами его электронной оболочки.

8.18. Линейчатый спектр атома водорода

Спектром называют совокупность (сплошная, дискретная) монохроматических колебаний, излучаемых или поглощаемых каким-либо телом.

Любые светящиеся газы дают линейчатые спектры испускания. Изучая линейчатые спектры атома водорода, Бальмер получил формулу

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.37)$$

где m и n – квантовые числа; ν – частота испущенного (поглощенного) кванта;

$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

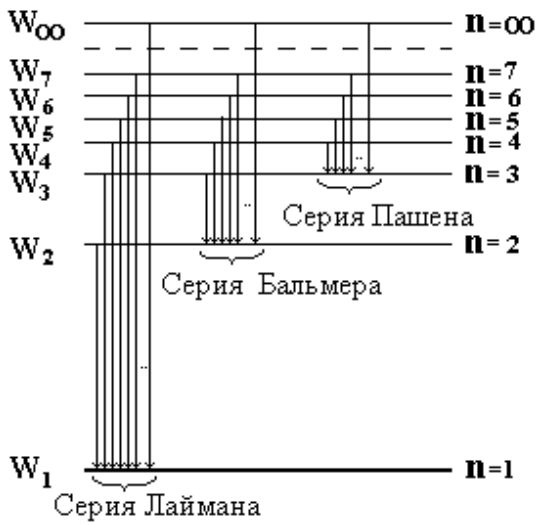


Рис. 2.1

Ридберг показал, что в линейчатых спектрах не только атома водорода, но и атомах других элементов наблюдаются спектральные серии. В частности, для водорода из множества серий можно выделить спектральные серии (рис. 2.1): I. серия *Лаймана* (ультрафиолетовый спектр)

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ где } n = 1, m = 2, 3, 4, \dots$$

II. серия *Бальмера* (видимый спектр)

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ где } n = 2, m = 3, 4, 5, \dots$$

III. серия *Пашена* (инфракрасный спектр)

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ где } n=3, m=4, 5, \dots \text{ и т. д.}$$

В спектре поглощения водорода наблюдается только серия Лаймана, т. к. она соответствует квантовым переходам атома из основного состояния в другие возбужденные. Спектральные частоты водородоподобных ионов

можно найти по формуле $\nu = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, где $R = \frac{m_e q_e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3}$; Z –

порядковый номер в периодической системе элементов Д. И. Менделеева.

Следовательно, спектральные серии водородоподобных ионов смещаются относительно спектральных серий атома водорода.

При соединении атомов в молекулы и кристаллы внешние оболочки атомов сильно искажаются, поэтому оптические и инфракрасные спектры молекул являются полосатыми, а металлов сплошными.

Атом можно возбудить и путем удаления одного из электронов внутренней заполненной оболочки. На электрон глубокой оболочки в основном действует кулоновское притяжение ядра, лишь слегка экранированное другими электронами. Это экранирование учитывается заменой заряда ядра на $(Z - \sigma)e$, где σ – поправочный коэффициент ($\sigma \ll Z$) и различен для глубоких оболочек.

В этом случае частота излучения при переходах на глубокие оболочки определяется по формуле $\nu_{n,m,n} = \frac{e^2 - y_n}{2J} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$,

где J – постоянная (*ионизационный потенциал*).

Серии излучения лежат в рентгеновской области электромагнитного спектра. Наблюдаемое при электронных переходах на глубокие уровни атома рентгеновское излучение называют *характеристическим*, поскольку это излучение зависит от энергетического спектра электронов в атоме.

Для отдельной серии, т. е. при фиксированном n частота излучения находится по формуле (закон) Мозли $\sqrt{\nu_m} = C_m(Z - \sigma)$, где C_m – постоянная.

Закон Мозли позволяет по частотам характеристического рентгеновского излучения атомов устанавливать их номера, что сыграло положительную роль при определении мест элементов в периодической системе Д. И. Менделеева.

8.19. Постулаты Бора

Для объяснения устойчивости атомов, их линейчатых спектров и других свойств атомов Бор предложил использовать постулаты:

1). *Существуют стационарные состояния атома, находясь в котором он не излучает энергии.*

2). *В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь квантованное значение момента импульса, т.е.*

$$L_n = mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad (2.2)$$

где m – масса электрона; v – его скорость; r – радиус орбиты; h – постоянная Планка.

Как показала квантовая теория, $n = 1, 2, 3, \dots$, – *главное квантовое число*, характеризует энергетические уровни атомов.

3). *При переходе электрона в атоме с высшего возбужденного энергетического уровня W_m на низший W_n испускается квант энергии*

$$\varepsilon = h\nu_{mn} = \Delta W = W_m - W_n. \quad (2.3)$$

При поглощении кванта энергии $\varepsilon = h\nu_{mn}$ атомом электрон переходит с энергетического уровня W_n на энергетический уровень W_m .

Уровень $n = 1$ – основной, невозбужденный уровень; уровни $n = 2, 3, 4, \dots$, – возбужденные уровни.

Первый потенциал возбуждения атома $\varphi = \frac{3hRZ^2}{4e}$.

Полная энергия электрона в атоме

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{Z^2 m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2}, \quad (2.4)$$

где m – масса электрона; ε_0 – электрическая постоянная. При $n \rightarrow \infty$, $W_n \rightarrow 0$.

Абсолютное значение W_n в формуле (2.4) называют *энергией связи* электрона в атоме, находящегося в состоянии n .

Поэтому уровень $W_\infty = 0$ соответствует энергии ионизации атома водорода, т. е. отрыву электрона. Энергию ионизации атома связывают с потенциалом ионизации ϕ , т. е.

$$W_{\text{ион}} = |e|\phi|. \quad (2.5)$$

Частоту ν излученного (поглощенного) кванта находят по формуле (2.1). Для атома водорода при $n = 1$ потенциал ионизации $\phi = 13,53$ В, $W_1 = -2,16 \cdot 10^{-18}$ Дж = - 13,53 эВ.

Радиусы боровских орбит электрона в водородоподобных атомах можно вычислить по формуле

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2 n^2}{\pi Z m e^2},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; h – постоянная Планка; n – главное квантовое число; Z – порядковый номер в периодической системе элементов Д. И. Менделеева; m – масса электрона; e – элементарный заряд.

Первый боровский радиус электрона, который характеризует в среднем размер атома водорода $r_1 \cong 5,29 \cdot 10^{-11}$ м. Размер атома определяется его электронной оболочкой. Скорость обращения электрона по боровской орбите вычисляют по формуле $v_n = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 h n}$. Для атома водорода скорость электрона на 1-й боровской орбите $v_1 = 2,2 \cdot 10^6$ м/с ($n = 1$).

8.20. Опыт Франка и Герца

Гипотеза Бора о существовании стационарных состояний атомов (1-й постулат) и правило частот (3-й постулат) были подтверждены опытами *Франка и Герца* (рис. 2.2). Катод К, испускающий за счет термоэлектронной эмиссии электроны, сетчатый электрод S и анод А соединены с гальванометром, помещены в стеклянный сосуд, наполненный парами ртути при давлении $P = 0,1 \div 1$ мм рт. ст. Между катодом и сеткой создавалась разность потенциалов, ускоряющая электроны, а между сеткой и анодом – слабое электрическое поле, замедляющее электроны. При столкновении электрона с атомами ртути возможно взаимодействие двух типов:

1) *упругое взаимодействие*, в результате которого энергия электронов не изменяется, изменяется только направление движения.

При достижении электронами анода в цепи появляется электрический ток, который возрастает по мере увеличения ускоряющей разности потенциалов;

2) *неупругое взаимодействие* электронов с атомами ртути.

При этом энергия электронов уменьшается за счет передачи ее атомам ртути.

В соответствии с постулатами Бора атом ртути может поглотить энергию в виде порции $\varepsilon = h\nu$ и перейти в возбужденное состояние, занимая вышераположенный энергетический уровень.

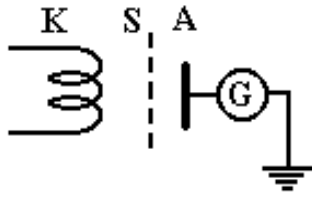


Рис. 2.2

Первому возбужденному состоянию атома ртути соответствует энергия 4,86 эВ. При энергии менее $|e|\varphi = 4,86$ эВ электроны испытывают упругое взаимодействие с атомами ртути и анодный ток возрастает. При достижении электронами энергии $W_k = 4,86$ эВ происходят неупругие взаимодействия их с атомами ртути, которые получают порцию энергии $\varepsilon = h\nu = 4,86$ эВ и переходят из нормального состояния в

возбужденное.

Такой электрон, потерявший энергию, не может преодолеть задерживающий потенциал. Поэтому при $|e|\varphi = 4,86$ эВ происходит уменьшение тока (рис. 2.3). Аналогичное явление наблюдается при $|e|\varphi = 2 \cdot 4,86$ эВ; $|e|\varphi = 3 \cdot 4,86$ эВ; $|e|\varphi = 4 \cdot 4,86$ эВ и т. д., когда электроны могут испытывать два,

три и т. д. неупругих столкновений с атомами ртути, теряют энергию и не могут достичь анода.

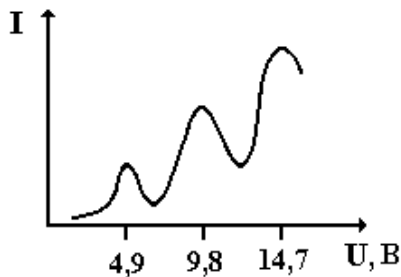


Рис. 2.3

При этом наблюдается скачкообразное изменение тока (рис. 2.3). Атомы паров ртути, получив порцию энергии от электронов, переходят в возбужденное состояние и занимают энергетический уровень с большей энергией.

После истечения времени $\tau \approx 10^{-8}$ с атомы самопроизвольно переходят в исходное состояние, испуская квант света с длиной волны $\lambda \approx 254$ нм (ультрафиолетовое излучение), которое было зафиксировано во время опыта.

Таким образом, теория Бора пыталась связать классические представления о наблюдаемых на опытах явлениях с положениями, противоречащими классической физике и сыграла заметную роль в становлении квантовой механики.

8.21. Опыт Штерна и Герлаха

В 1922 г. Штерн и Герлах поставили опыт, в котором пучок атомов серебра источника И пропускаться через диафрагму D, а затем в виде узкого пучка направлялся между полюсами магнита N и S сильно неоднородного магнитного поля (вдоль оси Z) и регистрировался на экране Э (рис. 2.4).

Опыт показал, что атомный пучок серебра на экране Э расщепился на

две компоненты 1 и 1^* , вместо одной (0) , как это следовало по классической теории.

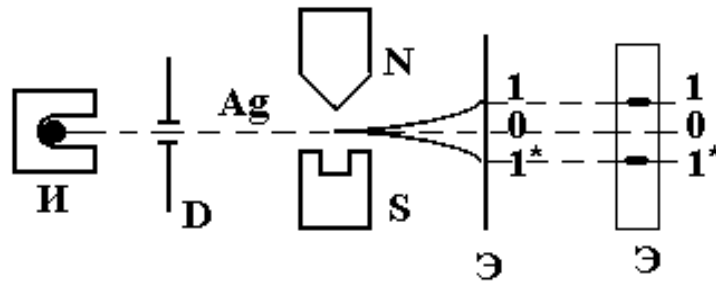


Рис. 2.4

Был сделан вывод: атомы серебра имеют магнитный момент, проекция которого на направление магнитного поля (ось Z) принимает два дискретных значения, т. е. квантована.

Позднее было показано, что это объясняется наличием магнитного спинового момента электрона, который принимает два значения: $m_s = \pm 1/2$.

Лекция 9

КОРПУСКУЛЯРНО – ВОЛНОВОЙ ДУАЛИЗМ

8.21. Волны де Бройля

При возрастании частоты света его волновые свойства обнаружить все труднее. *Де Бройль* предположил, что *двойственная природа света* характерна не только для света (поток фотонов), но и для всех элементарных частиц: электронов, протонов, нейтронов и др. Если импульс фотона

$$p_{\phi} = h/\lambda, \quad (3.1)$$

имеет универсальный характер для любых волновых процессов, происходящих с частицами, то можно найти длину волны частиц (волну де Бройля)

$$\lambda = h/p = h/mv, \quad (3.2)$$

где m – масса частицы; v – ее скорость ($v < c$).

Если частица имеет кинетическую энергию

$$W_k = mv^2/2 = p^2/(2m), \quad (3.3)$$

то ее импульс

$$p = \sqrt{2mW_k}. \quad (3.4)$$

Поэтому формула (8.2) принимает вид

$$\lambda = h / \sqrt{2mW_k}. \quad (3.5)$$

Например, для электрона (заряд $|q_e|$) ускоренного в электрическом поле с разностью потенциалов $\Delta\phi$, согласно закону сохранения энергии, имеем

$$mv^2/2 = |q_e| \Delta\phi. \quad (3.6)$$

С учетом этого длину волны электрона [формула (8.5)] можно найти по выражению

$$\lambda = h / \sqrt{2m|q_e|\Delta\phi}. \quad (3.7)$$

Формула де Бройля была подтверждена в опытах *Дэвиссона и Джермера*, которые наблюдали дифракцию электронов при их рассеянии на монокристаллическом никеле (фольга)

$$2d\sin\theta = n\lambda, \quad (3.8)$$



Рис. 3.1

где d – период кристаллической решетки никеля; θ – угол рассеяния электронов; $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракционного максимума; λ – длина волны электрона.

При $\Delta\phi = 54$ В [по формуле (3.7)] электрон имеет длину волны $\lambda = 1,67 \cdot 10^{-10}$ м. При $n = 1$ [по формуле (3.8)] имеем $\lambda = 1,65 \cdot 10^{-10}$ м, что подтверждает справедливость теории. При облучении пучком электронов тонких поликристаллических пленок ($h = 10^{-7}$ м) на экране наблюдалась дифракционная картина в виде чередующихся концентрических колец максимумов и минимумов (рис. 3.1). Позднее наблюдали дифракцию нейтронов, протонов и др. элементарных частиц, что убедительно доказывает справедливость формулы де Бройля.

8.22. Природа волн де Бройля

При движении свободного электрона с длиной волны λ он характеризуется энергией

$$\varepsilon = W = h\nu. \quad (3.9)$$

В векторной форме формулу де Бройля запишем в виде

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k}, \quad (3.10)$$

где \vec{p} – вектор импульса электрона; \vec{k} – волновой вектор (модуль $k = \frac{2\pi}{\lambda}$).

При наличии у среды дисперсии необходимо учитывать фазовую v_ϕ и групповую u скорости, связь между которыми определяется формулой

$$u = v_\phi - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (3.11)$$

где $\lambda = \frac{v_\phi}{v}$.

Используя формулы

$$W = h\nu, \quad k = \frac{\omega}{v_\phi} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{v_\phi}{v},$$

имеем для фазовой скорости частицы

$$v_{\phi} = \frac{h\omega}{hk} = \frac{W}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v} = m \frac{c^2}{h} \lambda, \quad (3.12)$$

где W – полная энергия частицы; v – скорость движения частицы; $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота.

Следовательно, любые волны де Бройля испытывают дисперсию, т. к. $v_{\phi} \sim \lambda$.

Групповую скорость волн де Бройля найдем по формуле

$$u = \frac{d\omega}{dk}, \text{ т. е.} \\ u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(h\omega)}{d(hk)} = \frac{dW}{dp}. \quad (3.13)$$

Для свободной частицы формула

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (3.14)$$

связывает полную энергию W частицы с ее импульсом p и массой m частицы.

Следовательно, групповая скорость волн де Бройля

$$u = \frac{pc}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}} = \frac{pc^2}{W} = \frac{mvc^2}{mc^2} = v_{\phi},$$

т. е.

$$u = v_{\phi}, \quad (3.15)$$

Установлено, что распространение волн де Бройля не связано с распространением в пространстве электромагнитных волн, каких-либо других, известных ранее. Волны де Бройля (*волны материи*), связанные с движением частиц вещества, имеют квантовую природу, не знающую аналогов в классической физике.

Ответ на вопрос о природе волн, вызванных движением частиц материи, можно найти из физического смысла амплитуды этих волн. Для этого рассматривают интенсивность J , которая пропорциональна квадрату модуля амплитуды, т. е.

$$J \sim |A^2|. \quad (3.16)$$

С волновой точки зрения наличие максимума частиц в некоторых направлениях (например, дифракция электронов), обусловлено наибольшей интенсивностью волн де Бройля.

Следовательно, как показал Борн, интенсивность волн де Бройля в данной точке пространства определяет *число частиц (электронов) n* , попавших в эту точку за единицу времени, т. е.

$$J \sim |A^2| \sim n. \quad (3.17)$$

Это положение послужило основанием для статистического, вероятностного истолкования существования волн де Бройля, а именно:

квадрат модуля амплитуды (интенсивность) волн де Бройля в данной точке пространства является мерой вероятности того, что частица

находится в данной точке.

8.23. Соотношения неопределенностей Гейзенберга

Двойственная природа частиц и статистический смысл волновой функции $\psi(x, y, z, t)$, заданием которой определяется состояние частицы в пространстве, ставит вопрос о границе применимости классической физики.

В классической физике также есть границы применимости, например, понятие температуры не применимо к одной молекуле или понятие о точечной локализации не может быть применимой к определенному положению в пространстве электромагнитной волны.

В квантовой механике невозможно одновременно характеризовать микрообъект его координатами (радиус–вектором) и импульсом.

Для этого Гейзенберг ввел соотношения неопределенностей

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq \frac{h}{4\pi}, \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq \frac{h}{4\pi}, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq \frac{h}{4\pi}. \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

Пример 1. Рассмотрим движение электрона в атоме.

Его положение может быть определено с точностью до размеров атома, т. е. $\Delta x \approx 10^{-10}$ м. Скорость движения электрона в атоме $v \approx 10^6$ м/с, его масса покоя $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг.

Тогда из соотношений неопределенностей Гейзенберга имеем

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi} \quad \text{или} \quad \Delta x \cdot m \Delta v_x \geq \frac{h}{4\pi}.$$

$$\text{Абсолютная ошибка скорости} \quad \Delta v_x \geq \frac{h}{4\pi \cdot m \Delta x}$$

$$\text{или} \quad \Delta v_x \geq \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{4 \cdot 3,14 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 10^6 \text{ м/с.}$$

Следовательно, неопределенность нахождения скорости оказывается такого же порядка, что и сама скорость электрона в атоме.

Поэтому нельзя говорить о перемещении электрона в атоме по траектории, с точно заданной в каждой точке пространства скоростью.

Пример 2. Траектория электрона находится по следу, который фиксируется на фотопластинке.

Если размеры зерна фотоэмульсии имеют порядок $\Delta x \approx 10^{-6}$ м, то положение электрона может быть найдено с точностью, определяемой линейными размерами этих зерен фотоэмульсии (классический случай).

Согласно соотношениям неопределенностей Гейзенберга (3.18) имеем

$$\Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi \cdot \Delta x} \approx 10^{-28} \text{ кгм / с.}$$

Ошибка в определении скорости электрона $\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m} \approx 10^2 \frac{\text{м}}{\text{с}}$,

а скорость электрона $v \approx 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Следовательно, в этом случае можно говорить о движении электрона по траектории с точно заданной в каждой точке скоростью.

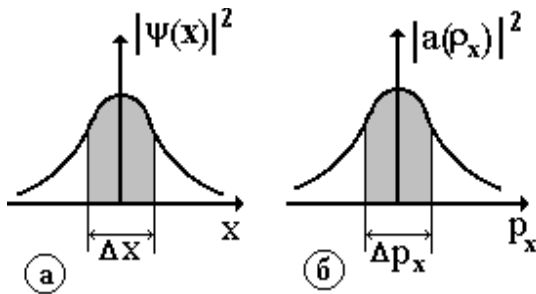


Рис. 3.2

Для энергии и времени соотношение неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi} \tag{3.19}$$

отличается по смыслу от (3.18), поскольку время t не является динамической переменной и должно рассматриваться как параметр.

Для нестационарных состояний с характерным разбросом энергии ΔW под величиной Δt в (3.19) следует понимать промежуток времени, в течение которого существенно (на величину соответствующей дисперсии) изменяется среднее значение физических величин, характеризующих систему.

Вывод: Для состояния, в котором частица локализована в области пространства Δx (рис. 3.2, а), возможен разброс значений ее импульса около его среднего значения в области Δp_x (рис. 3.2, б), определяемый соотношением

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{2\pi}. \tag{3.20}$$

Таким образом, монохроматическая волна с заданным импульсом ($\Delta p_x \rightarrow 0$) должна заполнять полностью все пространство ($\Delta x \rightarrow \infty$).

Состояния системы, соответствующие минимуму соотношения неопределенностей, т. е. отвечающие знаку равенства в (3.20), называют когерентными состояниями, а характеристикой монохроматичности квантовых полей служит *квантовая когерентность*.

Соотношения неопределенностей (3.18) играют большую эвристическую роль, т. к. многие результаты задач, рассматриваемые в квантовой механике, могут быть получены и поняты на основе комбинации законов классической физики с соотношениями неопределенностей. Однако некоторые физические величины могут быть точно определены одновременно. Например, можно одновременно выполнить условия: $\Delta x \rightarrow 0$, если $\Delta p_x \rightarrow \infty$ и $\Delta p_y \rightarrow 0$, если $\Delta y \rightarrow \infty$, т. е. можно точно и одновременно измерить координату (x) и

проекцию импульса на ось y (Δp_y).

Совокупность всех физических величин, которые могут быть точно и одновременно определены в данной квантомеханической системе, называют *полным набором одновременно измеряемых величин*.

Важный вопрос – проблема устойчивости атома. Например, электрон движется вокруг ядра атома водорода (протона) по круговой орбите радиусом r со скоростью v . По закону Кулона сила притяжения электрона к

ядру $F_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$, где $e = |q_e| = q_p$ – заряд электрона и протона по

абсолютной величине. Центростремительное (нормальное) ускорение

электрона на орбите $a_n = \frac{v^2}{r}$. По второму закону Ньютона $F = ma_n$, где

m – масса электрона.

Роль центростремительной силы выполняет кулоновская сила,

т. е. $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$. Тогда радиус орбиты $r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2}$ может быть

сколь угодно малым, если v достаточно высокая. Согласно квантовой теории должно выполняться соотношение неопределенностей.

Если принять неопределенность положения электрона в пределах радиуса его орбиты за r , а неопределенность скорости – в пределах v , т. е.

неопределенность импульса в пределах $\Delta p = mv$, то $mv r \geq \frac{h}{2\pi}$.

Следовательно, $v \leq \frac{e^2}{2\epsilon_0 h}$ и $r \geq \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2}$,

т. е. движение электрона по орбите

$$r \leq a_B = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \approx 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ м} \text{ невозможно.}$$

Значит, электрон не может упасть на ядро, – *атом устойчив*.

Величина a_B и является радиусом атома водорода (боровским радиусом).

Таким образом, квантовомеханические представления впервые дали возможность теоретически оценить размеры атома, выразив его через мировые постоянные.

8.24. Энергии основного состояния атома водорода и энергии нулевых колебаний осциллятора

Некоторые задачи квантовой механики могут быть решены или поняты на качественном уровне, если использовать различные комбинации законов

классической физики и соотношения неопределенностей Гейзенберга.

Пример 1. Оценим энергию основного состояния атома водорода.

Основным состоянием атома водорода является состояние с наименьшей энергией (1 – энергетический уровень).

Полная механическая энергия атома водорода равна сумме кинетической энергии вращающегося электрона вокруг ядра и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром, т. е.

$$W = W_k + W_p,$$

где $W_k = p^2/(2m)$ – кинетическая энергия вращающегося электрона вокруг ядра;

$W_p = -q_e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ – потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром.

При допущении неопределенности положения электрона в пределах радиуса его орбиты, т. е. $\Delta r \approx r$ и неопределенность импульса в пределах самого импульса, т. е. $\Delta p \approx p$.

Тогда на основании соотношений неопределенностей Гейзенберга имеем

$$\Delta r \cdot \Delta p \geq h/(4\pi)$$

или по порядку величины $p \sim h/2\pi r$.

Если возьмем равенство

$$p = h/(2\pi r)$$

и подставим в формулу кинетической энергии, то полная энергия атома водорода

$$W = h^2/(4\pi^2 m r^2) - q_e^2/(4\pi\epsilon_0 r).$$

Теперь перейдем к условию минимума, т. к. нас интересует состояние с наименьшей энергией:

$$dW/dr = -h^2/(4\pi^2 m r^3) + q_e^2/(4\pi\epsilon_0 r^2) = 0.$$

Корень этого уравнения, соответствующий минимуму полной энергии W , равен

$$r_1 = \epsilon_0 h^2 / (\pi m q_e^2).$$

В квантовой механике, полученное значение r_1 называют радиусом первой боровской орбиты.

После вычисления получим

$$r_1 \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Для энергии основного состояния атома водорода получим

$$W_1 = - m q_e^4 / (8\pi^2 \epsilon_0^2 h^2).$$

$$W_1 = - 13,6 \text{ эВ}$$

или

$$W_1 = -2,176 \cdot 10^{-18} \text{ Дж.}$$

Пример 2. Энергия нулевых колебаний одномерного гармонического осциллятора.

В качестве одномерного гармонического осциллятора рассмотрим колебания груза на пружине (пружинный маятник), который характеризуется потенциальной энергией

$$W_p = k x^2 / 2,$$

представляющий собой, параболическую потенциальную яму.

Для оценки минимально возможной полной энергии осциллятора применим соотношения неопределенностей Гейзенберга.

Полная механическая энергия данного осциллятора

$$W = W_k + W_p,$$

где $W_k = p_x^2 / (2m)$ – кинетическая энергия осциллятора; $W_p = k x^2 / 2$.

Следовательно,

$$W = p_x^2 / (2m) + k x^2 / 2.$$

Согласно классической механике минимум полной энергии $W = 0$ соответствует $x = 0$ и $p_x = 0$, т. е. пружинный маятник неподвижен.

При рассмотрении квантового случая должны учесть, что одновременно точные значения координаты (x) и проекции импульса на ось x (p_x) указать невозможно.

Согласно, принципа неопределенностей Гейзенберга, имеем

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h / (4\pi).$$

Если положим, что $\Delta x \approx x$; $\Delta p_x \approx p_x$ или по порядку величины $x \cdot p_x \approx h / (2\pi)$, т. е. $p_x \sim h / (2\pi x)$.

При переходе к равенству $p_x = h / (2\pi x)$ для полной энергии осциллятора будем иметь

$$W = h^2 / (8\pi^2 m x^2) + k x^2 / 2.$$

Перейдем к условию минимума энергии:

$$dW / dx = -h^2 / (4\pi^2 m x^3) + k x = 0.$$

Корень этого уравнения запишем в виде

$$x_0 = \frac{\sqrt{h / (2\pi)}}{\sqrt[4]{km}}.$$

Тогда минимальное значение полной энергии рассматриваемого квантового осциллятора

$$W_0 = h\omega / (2\pi).$$

или

$$W_0 = h\nu,$$

где

$$\omega = \sqrt{k/m}$$

– собственная круговая частота осциллятора;

$$\omega = 2\pi\nu.$$

Данная оценка отличается от точного значения только численным множителем 1/2.

Полная энергия квантового осциллятора называется энергией нулевых колебаний гармонического осциллятора.

8.25. Волновые свойства микрочастиц и соотношение неопределенностей. Роль вероятности в квантовой механике

При переходе от волновых представлений к корпускулярным, в поведении микрочастиц, неизбежно приходим к вероятностному описанию их движения. Об этом свидетельствуют, например, интерференционные опыты с микрочастицами. В квантовой механике, в отличие от классической механики, где частица всегда движется по вполне определенной траектории, нет понятия о траектории. Однако вероятностное описание о поведении микрочастиц должно обязательно отражать наблюдаемую в экспериментах их интерференцию. Следствием этого является необходимость использовать волновую функцию (комплексную амплитуду вероятности), описывающую состояние квантовой микрочастицы. В классической теории вероятности используются лишь действительные вероятности, которые не позволяют описать наблюдаемые на опыте интерференционные явления с квантовыми микрочастицами.

Масштаб неопределенности случайных физических величин определяется постоянной Планка, присутствующей в соотношениях неопределенностей.

Современная квантовая механика может ответить лишь на вопрос – как происходит случайное движение микрочастицы, а почему такое движение является случайным – квантовая механика объяснить не может. Такие виды движения микрочастиц происходят в соответствии с уравнением Шредингера, которое описывает распространение волн де Бройля, волн материи, волн вероятности.

8.26. Прохождение фотонов через прозрачную пластинку

При падении пучка фотонов (квантов) света на прозрачную пластинку часть фотонов отражается, а некоторые проходят сквозь нее. Детерминизм (причинность) при этом отсутствует в классическом понимании.

Волновая оптика легко такой процесс объясняет, где рассматривает

наложение когерентных волн с интенсивностями J_1 и J_2 , т. е. результирующая интенсивность в точке наблюдения интерференции света на экране имеет вид:

$$J_{\text{рез}} = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где слагаемое $2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ описывает интерференцию когерентных световых волн.

С корпускулярной точки зрения интенсивность света J пропорциональна числу фотонов N .

При описании интерференционного опыта с корпускулярной точки зрения мы должны использовать вероятности, позволяющие описывать случайное поведение одного фотона.

Используя комплексные амплитуды вероятности для результирующей вероятности, получим интерференционную формулу в виде

$$W_{\text{рез}} = W_1 + W_2 + 2\sqrt{W_1 W_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где последнее слагаемое описывает интерференцию амплитуд вероятности, т. е. для классической частицы это слагаемое отсутствует.

Лекция 10

8. КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ

8.1. Принцип суперпозиции состояний

В квантовой теории движения квантовых частиц в силовых полях для волновых функций используют принцип суперпозиции состояний.

Этот принцип обобщает все известные опытные факты, о движении квантовых частиц в силовых полях.

Принцип суперпозиции состояний позволяет описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений ценой отказа от некоторых классических понятий, взятых из макроскопических опытов и не применимых к микропроцессам в квантовой механике.

Рассмотрим явление отражения, и преломления волн на границе раздела двух сред с корпускулярной точки зрения.

Согласно корпускулярно-волновому дуализму падающей волне отвечают частицы с импульсом

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k}, \quad (4.1)$$

а отраженной и преломленной волнам – частицы с импульсами

$$\vec{p}_1 = \frac{h}{2\pi} \vec{k}_1$$

и

$$\vec{p}_2 = \frac{h}{2\pi} \vec{k}_2. \quad (4.2)$$

Так как частота волн при отражении и преломлении не изменяется, то частицы в каждой из волн имеют одинаковую энергию

$$W = W_1 = W_2 = h\nu. \quad (4.3)$$

Если предположить, что на границу раздела двух сред падает одна частица, то возникает вопрос, в какой из волн, отраженной или преломленной, она окажется.

Корпускулярно–волновое описание (в отличие от волнового описания, позволяющего падающей волне разделиться на две) не допускает деления одной падающей частицы на две, т. к. при этом нарушился бы закон сохранения энергии.

Согласно теории вероятности, частица может быть случайным образом, либо в отраженной волне, либо в преломленной волне.

Обозначим символом $|\vec{x}\rangle$ состояние частицы, возникающее в результате взаимодействия падающей частицы с границей раздела двух сред, а символами $|\vec{p}_1\rangle$ и $|\vec{p}_2\rangle$ – состояния частицы, отвечающие отраженной и преломленной волнам с единичными амплитудами.

Поэтому в состоянии $|\vec{x}\rangle$ существует вероятность обнаружить частицы, как в отраженной, так и преломленной волне.

Описание процесса в терминах корпускулярных представлений может быть получено, если состояние $|\vec{x}\rangle$ является суперпозицией состояний $|\vec{p}_1\rangle$ и $|\vec{p}_2\rangle$, т. е.

$$|\vec{x}\rangle = C_1 |\vec{p}_1\rangle + C_2 |\vec{p}_2\rangle, \quad (4.4)$$

причем квадраты коэффициентов $|C_1|^2$ и $|C_2|^2$ пропорциональны вероятностям обнаружить частицу в соответствующих состояниях.

Суперпозиция состояний (4.4) принципиально отличается от суперпозиции каких–либо полей или волн.

Для того чтобы корпускулярное объяснение сохранило фазовые соотношения между соответствующими волнами, необходимо, чтобы в качестве коэффициентов C_1 и C_2 в (4.4) использовать комплексные числа и, что физический смысл имеет разность фаз комплексных чисел.

Таким образом, для полного описания волнового явления с корпускулярных позиций необходимо приписать физический смысл не только вероятностям $|C_1|^2$ и $|C_2|^2$, но и самим коэффициентам C_1 и C_2 ,

называемыми *амплитудами вероятности*, с точностью до общей фазы.

При этом для измерения разности фаз амплитуд вероятности необходимы интерференционные опыты.

Таким образом, если возможными являются состояния $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$, то существуют также состояния

$$\Psi = \sum_{i=1}^n c_n \Psi_n, \quad (4.5)$$

где c_n ($n = 1, 2, \dots$) – некоторые комплексные числа.

Суперпозиция тех состояний $\Psi(p)$, которые определяются значениями некоторой физической величины p , изменяющейся непрерывно, а не дискретно, находится не суммированием, а интегрированием:

$$\Psi = \int c(p) \Psi(p) dp, \quad (4.6)$$

где $c(p)$ – некоторая комплексная функция переменной p .

Суперпозицию состояний, отличающихся значениями внутренней характеристики частиц, называют *поляризацией состояний*.

Поляризация представляет собой чисто волновое свойство, поскольку она определяется направлением колебаний в волне.

Тем не менее, частицам, соответствующим волне с определенной поляризацией, можно приписать дополнительную степень свободы, принимающую различные значения для разных состояний поляризации.

Принцип суперпозиции состояний существует и в классической физике (например, при одновременном распространении волн малых амплитуд они складываются, не влияя друг на друга).

В квантовой физике принцип суперпозиции состояний имеет качественно новое содержание, из-за корпускулярно-волновых свойств частиц.

Например, принцип суперпозиции состояний допускает смешивание двух взаимоисключающих с классической точки зрения состояний частицы, в одном из которых импульс частицы противоположен импульсу частицы в другом состоянии.

Однако в этом отношении суперпозиция квантовых состояний лишена наглядности.

8.2. Волновая функция

Для описания вероятности нахождения частицы в данный момент времени в некоторой точке пространства вводят *волновую функцию (амплитуду вероятности)* $\psi(x, y, z, t)$.

Поэтому вероятность dW того, что частица находится в элементе объема

dV , пропорциональна $|\psi|^2$, т. е.

$$dw = |\psi|^2 dV$$

или

$$dw = |\psi|^2 dx dy dz. \quad (4.7)$$

Физический смысл имеет не сама волновая функция $\psi(x, y, z, t)$, а квадрат ее модуля

$$|\psi|^2 = \psi\psi^*,$$

где ψ^* – функция, комплексно сопряженная с ψ , т. е. величина $|\psi|^2$ имеет смысл плотности вероятности

$$\rho = \frac{dw}{dV} = |\psi|^2, \quad (4.8)$$

которая определяет вероятность появления частицы в данной точке пространства.

Следовательно, $|\psi|^2$ определяет интенсивность волн де Бройля.

Пребывание частицы, где-либо в пространстве – достоверное событие и его вероятность равна единице, т. е. должно выполняться условие нормировки

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1. \quad (4.9)$$

Вывод: *Волновая функция (амплитуда вероятности) $\psi(x, y, z, t)$ является основной характеристикой состояния квантовой системы.*

Движение любой квантовой частицы можно описать волновым уравнением.

Статистическое истолкование волн де Бройля и соотношений неопределенностей Гейзенберга указывают на то, что уравнение движения частицы в квантовой механике должно быть таким, чтобы оно позволяло объяснить наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц.

Состояние частицы в данный момент времени в пространстве определяется в квантовой механике заданием волновой функции $\psi(x, y, z, t)$, точнее величиной $|\psi|^2$, определяющей вероятность нахождения частицы в некоторой точке с координатами x, y, z в данный момент времени t .

Поэтому основное уравнение квантовой механики должно быть уравнением относительно волновой функции (x, y, z, t) и играть роль волнового уравнения, решения которого позволяли бы объяснить эксперименты, например, по дифракции микрочастиц, указывающих на их волновые свойства.

Следует отметить, что процессе экспериментов выявился факт

взаимодействия микрочастицы с измерительным прибором, т. е. сам человек, проводящий эксперимент влияет на результат опыта.

8.3. Прохождение микрочастицы через двухщелевой интерферометр

Рассмотрим интерференцию света на двух щелях (рис. 4.1), размеры которых соизмеримы с длиной волны. Источник света S – точечный. В этом случае на экране \mathcal{E} будут наблюдаться интерференционные полосы. При корпускулярной интерпретации данного результата это означает, что в т. M (минимум интерференции) фотоны не попадают. С точки зрения классической физики, движущиеся по траекториям частицы (фотоны) не должны попадать в т. M ни по пути SAM , ни по пути SBM . Но это противоречит опыту: если закрыть щель B , то можно наблюдать некоторую освещенность в т. M , что указывает на возможность распространения фотонов по пути SAM .

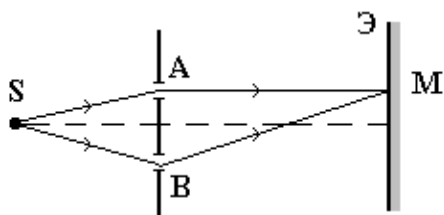


Рис. 4.1

Такая же картина наблюдается, если закрыть щель A . Классическая физика не может объяснить, почему фотоны, способные попадать в т. M как по пути SAM , так и по пути SBM в отдельности, не попадают в нее, когда открыты обе щели (минимум интерференции)? Представление о том, что между фотонами, движущимися по разным

направлениям, существует взаимодействие, обуславливающее интерференционные явления, опровергается опытом, из которого следует, что картина интерференции не зависит от интенсивности источника S . Причиной возникшего парадокса является предположение о том, что каждый фотон движется по вполне определенной траектории. Действительно, фотоны движутся порциями, подобно классическим частицам. Вероятность попадания этих порций на экране распределена так же, как и интенсивность световых волн при интерференции. Действительно, как уже отмечалось, используя комплексные амплитуды вероятности, для результирующей вероятности получим интерференционную формулу в виде

$$w_{\text{рез}} = w_1 + w_2 + 2\sqrt{w_1 w_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где последнее слагаемое описывает интерференцию амплитуд вероятности, т. к. для классической частицы это слагаемое отсутствует.

Вывод: Все материальные микрообъекты (электроны, протоны, нейтроны и др. элементарные частицы) обладают *двойственной природой* – *корпускулярно-волновой*. При проведении экспериментов с микрочастицами было обнаружено, что и сами приборы и экспериментатор влияют на результат опыта. В результате был сформулирован принцип: невозможно

придумать аппарат для определения того, через какое отверстие проходит фотон (микрочастица) не возмущая фотон до такой степени, что интерференционная картина пропадает.

Лекция 11

5. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА

5.1. Временное и стационарное уравнения Шредингера

Любое состояние микрочастицы в квантовой механике определяется волновой функцией (амплитудой вероятности).

В нерелятивистском случае уравнением движения микрочастицы является временное уравнение Шредингера

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + W_p(x, y, z, t) \psi, \quad (5.1)$$

где

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

– оператор Лапласа; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица; \hbar – постоянная Планка; $W_p(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия частицы в силовом поле; m – масса частицы; $\psi = \psi(x, y, z, t) = \psi(r, t)$ – волновая функция частицы; $r = (x, y, z)$ – пространственная координата и время t .

Справедливость уравнения Шредингера (оно постулируется, а не выводится) доказывается тем, что выводы квантовой механики, полученные на основании этого уравнения в атомной и ядерной физике, находятся в полном согласии с экспериментальными данными.

Стационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} [W - W_p(x, y, z)] \psi = 0, \quad (5.2)$$

где $W = \text{const}$ – полная энергия частицы.

Уравнение (5.2) справедливо для любой квантовой частицы движущейся со скоростью $v < c$ и характеризуется следующими свойствами:

1) функция ψ должна быть однозначной, непрерывной, конечной;

2) производные $\frac{\partial \psi}{\partial x}, \frac{\partial \psi}{\partial y}, \frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\partial \psi}{\partial t}$ – непрерывны;

3) функция $|\psi|^2$ – должна иметь конечный интеграл.

Волновое уравнение Шредингера (волн де Бройля) имеет аналогичный вид, как и все волновые уравнения любой физической природы.

Таким образом, электрон в атоме существует не в виде частицы, а в виде волны де Бройля (волны вероятности).

Движение электрона (любой другой микрочастицы) должно подчиняться

волновому уравнению Шредингера.

В случае движения частицы вдоль оси X волна де Бройля имеет вид плоской волны:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [W - W_p(x)] \psi = 0, \quad (5.3)$$

где $W_p(x)$ – потенциальная энергия взаимодействия электрона и ядра, удаленные на расстояние x .

Из классической физики следует, что уравнение колебаний, например, струны, описывается формулой

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \omega_0^2 s = 0$$

или

$$\frac{d^2 s}{dx^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 s = 0, \quad (5.4)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{v_\phi}$$

– волновое число; ω_0 – собственная циклическая частота колеблющейся системы.

Некоторые решения уравнения (5.4) [функции $s(x)$] приведены на рис. 5.1, а. Графики имеют вид синусоид, и смысл их очевиден: они изображают форму струны в какой-то момент времени, т. е. моментальную фотографию процесса ее колебаний.

Форма колебаний струны определяется числом узлов k , т. е. числом точек, остающихся неподвижными в процессе колебания.

Им соответствует бесконечный набор решений $s(x)$, которые различаются только числом узлов.

Уравнение Шредингера (5.3) можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left[\frac{2\pi}{\lambda(x)} \right]^2 \psi = 0, \quad (5.5)$$

$$\text{где} \quad \lambda(x) = \frac{h}{\sqrt{2m[W - W_p(x)]}} = \frac{h}{mv}. \quad (5.6)$$

Следовательно, по форме уравнение (5.5) мало отличается от уравнения струны (5.3).

Если электрон движется свободно, то $W_p(x) = 0$, поэтому его полная энергия $W = W_k$, и следовательно, длина волны электрона постоянна:

$$\lambda(x) = \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

и равняется длине волны де Бройля.

В этом случае уравнение Шредингера в точности совпадает с уравнением струны.

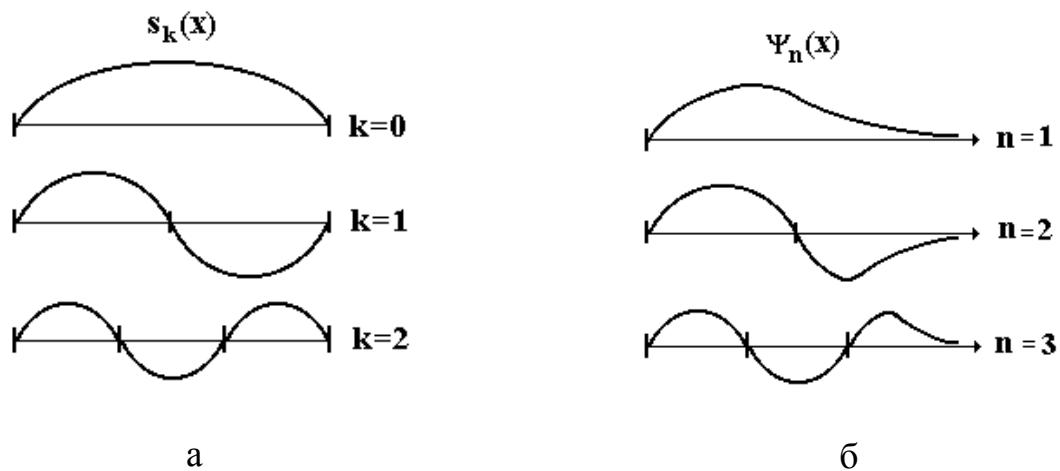


Рис. 5.1

При движении электрона в атоме он взаимодействует с ядром (например, с протоном в атоме водорода) по закону Кулона и его потенциальная энергия

$$W_p(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x}, \quad (5.7)$$

где e – элементарный заряд, равный заряду протона и электрона (по модулю).

В этом случае длина волны де Бройля

$$\lambda(x) = \frac{h}{\sqrt{2m(W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x})}} \quad (5.8)$$

не имеет определенного значения и меняется от точки к точке.

Несколько решений уравнения (5.5), т. е. функции $\psi_n(x)$, изображено на рис. 5.1, б, где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число, характеризующее энергию электрона в атоме.

В теории колебаний струны возникает такой случай: если колеблется струна со всевозможными грузами и утолщениями на ней, то ее колебания описываются аналогичным волновым уравнением.

Таким образом, уравнение Шредингера имеет решение не всегда, а только при определенных значениях энергии W_n , которым соответствуют

собственные функции $\psi_n(x)$, зависящие от n .

Дискретные значения энергии W_n стационарных состояний электрона в атоме, характеризуются квантовым числом n , т. е.

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{Z^2 m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2},$$

где ε_0 – электрическая постоянная; Z – порядковый номер элемента в периодической системе Д.И. Менделеева; m – масса электрона; e – заряд электрона.

Согласно квантовой механике атом не имеет определенных размеров, который определяется состоянием электронов в атоме.

Положение электрона в атоме подчиняется вероятностным законам.

Электрон в атоме представляется в виде электронного облака, и где он находится, в данный момент времени точно указать нельзя, т. е. понятие орбиты в квантовой механике не имеет смысла.

Причина устойчивости атома заключается в его движении и неизменности квантово–механических законов, управляющих этим движением.

Причем квантовая устойчивость атома значительно надежнее, чем динамическая устойчивость классической механики, так как разрушенный атом восстанавливает свою структуру.

Вывод: Каждая квантово–механическая система характеризуется своим энергетическим спектром.

В зависимости от вида потенциальной энергии (т. е. от характера взаимодействия в системе) энергетический спектр может быть либо дискретным (как у свободной частицы), либо смешанным (например, энергетические уровни атома при энергиях возбуждения, меньших энергий ионизации, дискретны, а при больших энергиях – непрерывны).

Характер квантово–механического движения можно понять на примере одномерного движение частицы (например, вдоль оси X) в случае, когда потенциальная энергия W_p зависит только от координаты x .

Уравнение Шредингера (5.5) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2 p^2(x)}{h^2} \psi = 0, \quad (5.9)$$

где выражение

$$p^2(x) = 2m[W - W_p(x)]$$

совпадает с формулой квадрата классического импульса частицы в точке с координатой x .

Таким образом, волновая функция и является той величиной, которая позволяет отыскать все вероятности.

Из всех квантовых вероятностей в учебном пособии используется только одна, которая описывает распределение координат частиц.

Для одномерного движения:

вероятность нахождения частицы в интервале $(x, x + dx)$ в момент времени t равна

$$|\Psi(x, t)|^2 dx,$$

где

$$|\Psi(x, t)|^2 = \Psi^*(x, t) \Psi(x, t)$$

– квадрат модуля волновой функции

$[\Psi^*(x, t) –$ комплексное сопряжение волновой функции $\Psi(x, t)]$.

С помощью волновой функции $\Psi(x, t)$ среднее значение координаты определяется по формуле

$$\langle x(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x \Psi^*(x, t) \Psi(x, t) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} x |\Psi(x, t)|^2 dx.$$

5.2. Движение квантовой частицы в стационарном силовом поле

Простым видом движения квантовой частицы является свободное движение. Потенциальная энергия частицы в этом случае обращается в ноль, т. е. $W_p(x) = 0$.

Для свободной частицы, движущейся, например, вдоль оси X , стационарное уравнение Шредингера

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [W - W_p(x)] \psi = 0$$

или

$$-\frac{h^2}{8\pi^2 m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = W \psi(x). \quad (5.10)$$

Функция $\psi(x) = A e^{ikx}$, где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$, является частным решением этого уравнения с энергией

$$W = h^2 k^2 / (8\pi^2 m). \quad (5.11)$$

В общем случае для зависящей от времени волновой функции получаем

$$\Psi(x, t) = A e^{-i\omega t + ikx}. \quad (5.12)$$

Это решение представляет собой плоскую монохроматическую волну с циклической частотой ω и волновым числом k , которая называется волной де

Бройля.

Координаты свободной квантовой частицы распределены с плотностью вероятности

$$w(x) = |\Psi(x)|^2 = |A|^2 = \text{const.}$$

Так как плотность вероятности постоянна, то существует одинаковая вероятность обнаружить свободную частицу в любых точках пространства, т. е. область движения свободной частицы неограниченно велика, что естественно.

Согласно корпускулярно-волновому свойству частиц

$$\omega = 2\pi W / h; \quad v = W / h, \quad k = 2\pi r / h,$$

где p – импульс частицы.

Тогда волна де Бройля запишется в виде:

$$\Psi(x, t) = A \exp(-2\pi i W t / h + 2\pi i r x / h). \quad (5.13)$$

Причем зависимость энергии частицы от импульса оказывается обычной для нерелятивистских частиц:

$$W(p) = p^2 / 2m.$$

Таким образом, энергетический спектр свободной квантовой частицы (не путать со спектрами испускания или поглощения атома), которая при $p \neq 0$ является простейшей квантовой системой с неограниченной областью движения, непрерывен и ограничен снизу значением энергии $W = 0$.

5.3. Одномерное движение электрона в потенциальном ящике

Примером движения электрона в потенциальном ящике является движение коллективизированных электронов в металлах.

В этом случае энергия электрона вне и внутри потенциального ящика имеет следующие значения:

$$W_p = 0 \quad \text{при} \quad 0 \leq x \leq \ell, \quad W_p = \infty \quad \text{при} \quad x \leq 0 \text{ и } x \geq \ell, \quad (5.14)$$

где ℓ – ширина потенциального ящика.

Согласно классической теории вне металла потенциальная энергия электрона равна нулю, т. е. $W_p = 0$, а внутри металла она отрицательна и численно равна работе выхода электрона из металла ($W_p = |A_B|$).

Следовательно, движение электрона ограничено потенциальным барьером прямоугольной формы с плоским дном (рис. 5.2).

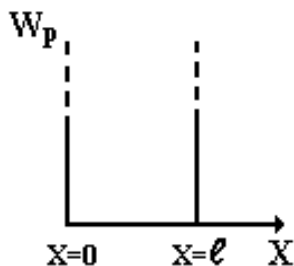


Рис. 5.2

Для квантового описания движения электрона в таком потенциальном ящике применим стационарное уравнение Шредингера

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [W - W_p(x)] \psi = 0.$$

Это уравнение имеет решение, если волновая функция

$\psi(x)$ обращается в нуль на стенках ящика, т. е.

$$\psi(0) = \psi(\ell) = 0.$$

$$\text{Тогда} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \cdot \frac{1}{\psi} = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} [W - W_p(x)]. \quad (5.15)$$

В области значений $0 \leq x \leq \ell$ $W_p = 0$, а отношение $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \cdot \frac{1}{\psi}$ имеет конечное значение $(-\frac{8\pi^2 m}{h^2})$. При $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow \ell$ $W_p \rightarrow \infty$, тогда $\psi(x) \rightarrow 0$.

Следовательно, для электрона, находящегося в потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками, уравнение Шредингера должно быть таким, чтобы $\psi = 0$ и $|\psi|^2 = 0$ вне области значений $0 \leq x \leq \ell$, т. е. вероятность найти электрон вне ящика равна нулю (без учета туннельного эффекта).

Решая уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} W \cdot \psi = 0 \quad \text{или} \quad \partial^2 \psi(x) / \partial x^2 = k^2 \psi(x) \quad (5.16)$$

($k^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} W$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число) получаем, что при $x = 0$ волновая функция $\psi = 0$, а при $x = \ell$ – $\psi(\ell) = 0$.

Таким образом, решение уравнения (8.40) можно записать в виде

$$\psi(x) = A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx} \quad \text{или} \quad \psi(x) = A_1 \cos kx + A_2 \sin kx, \quad (5.17)$$

где A_1 и A_2 – некоторые постоянные, определяются из условия нормировки.

При $x = 0$ из (5.17) следует, что $A_1 = 0$; при $x = \ell$ имеем $\psi(\ell) = A_2 \sin k\ell$ или $A_2 \neq 0$, $A_1 = 0$, $\sin k\ell = 0$. (5.18)

Из (5.18) следует, что величина k должна принимать дискретные значения k_n , удовлетворяющие условию $k_n \ell = n\pi$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, т. е. $k_n = \frac{n\pi}{\ell}$.

Так как $k_n = 2\pi / \lambda_n$, где λ_n – длина волны де Бройля для электрона в потенциальном ящике, значит $\frac{n\pi}{\ell} = \frac{2\pi}{\lambda_n}$ или $\lambda_n = \frac{2\ell}{n}$.

Следовательно, на длине ℓ потенциального ящика должно укладываться целое число волн де Бройля.

Выражая энергию через волновое число, найдем энергетический спектр частицы в глубокой потенциальной яме, т. е.

$$W_n = h^2 k_n^2 / (8\pi^2 m) = h^2 n^2 / (8\ell^2 m). \quad (5.19)$$

Энергетический спектр частицы в глубокой потенциальной яме

изображен на рис. 5.3. Видно, что он дискретен и ограничен снизу.

Следовательно, энергия электрона в потенциальном ящике может принимать лишь ряд дискретных собственных значений энергии W_n .

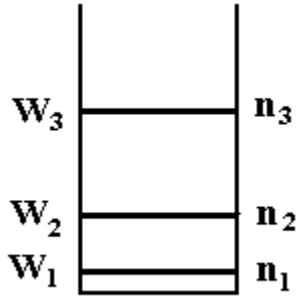


Рис. 5.3

Это значит, что энергия электрона в потенциальном ящике является квантованной, а значения W_n называются уровнями энергии, где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число, определяющее вид волновой функции и энергию частицы в состоянии с этой волновой функцией.

В энергетическом спектре частицы (5.19) при $n = 1$ основной уровень имеет энергию $W_1 = h^2/(8\ell^2m) > 0$.

Это неравенство означает невозможность остановки частицы, т. к. ее кинетическая энергия не может быть меньше W_1 .

Согласно соотношений неопределенности Гейзенберга неопределенность импульса частицы Δp не может быть меньше величины

$$\sqrt{2W_1m} = h/(2\ell).$$

Но в потенциальной яме шириной ℓ положение частицы определено с точностью $\Delta x \approx \ell$. Следовательно, $\Delta x \cdot \Delta p \geq h / (2\pi)$, что находится в полном согласии с квантовой механикой.

При больших значениях n квантовая механика дает значения энергии, близкие по величине к результатам классической физики.

В этом проявляется *принцип соответствия Бора*: при больших квантовых числах выводы и результаты квантовой механики должны соответствовать результатам классической физики, т. е. в предельном случае квантовая механика переходит в классическую теорию.

5.4. Квантовый гармонический осциллятор

В квантовой механике задача о колебании квантового осциллятора решается с помощью уравнения Шредингера

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} [W - \frac{m\omega^2}{2} x^2] \psi = 0.$$

Стационарные состояния квантового осциллятора описываются такими решениями уравнения Шредингера, которые быстро убывают при $|x| \rightarrow \infty$, т. к. на сколь угодно больших расстояниях потенциальная энергия частицы $W_p(x)$ массы m , совершающей колебания с циклической частотой ω , например, вдоль оси X равна $W_p(x) = m\omega^2 x^2/2$.

(5.20)

Введем обозначения: $a_1^2 = \frac{4\pi^2 m^2 \omega^2}{h^2}$, $a_2 = \frac{8\pi^2 mW}{h^2}$.

С учетом этого уравнение Шредингера принимает вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - (a_2 - a_1^2 x^2) \psi = 0.$$

После введения новой переменной $y = \sqrt{a_1} \cdot x$ имеем $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = a_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}$.

Тогда уравнение Шредингера $a_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - (a_2 - a_1 y^2) \psi = 0$

или
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \left(\frac{a_2}{a_1} - y^2 \right) \psi = 0. \quad (5.21)$$

Решения уравнения (5.21) имеют место лишь при определенных значениях параметра $\frac{a_2}{a_1}$, а именно $\frac{a_2}{a_1} = 2v + 1$, (5.22)

После подстановки значений a_1 и a_2 в (5.22) имеем $\frac{4\pi W}{h\omega} = 2v + 1. \quad (5.23)$

Поэтому значения энергии квантового осциллятора можно найти по формуле

$$W_n = (2v + 1) \frac{h\omega}{4\pi} = \left(v + \frac{1}{2}\right) \frac{h}{2\pi} \omega. \quad (5.24)$$

Из формулы (5.24) следует: энергия осциллятора W_n квантована и может принимать дискретные значения ($v = 0, 1, 2, \dots$ – колебательное квантовое число).

Энергетический спектр волновых функций квантового осциллятора приведен на рис. 5.4, где по оси абсцисс отложено расстояние частицы от положения равновесия. Кривая (параболическая яма) изображает потенциальную энергию частицы.

В этом случае частица с любой энергией (как и в случае потенциальной ямы с бесконечными стенками) “заперта” внутри потенциальной ямы и спектр ее энергии дискретен. Горизонтальные прямые изображают энергетические уровни частицы.

Энергия низшего основного уровня $W_0 = h\nu/2$ – наименьшее значение энергии, совместимое с соотношениями неопределенностей Гейзенберга [положение частицы на дне ямы ($W = 0$) означало бы точное равновесие, при котором координата $x = 0$ и импульс $p = 0$, что не возможно согласно

соотношениям неопределенностей]. Энергия ν -го уровня

$$W_n = \left(\nu + \frac{1}{2}\right)h\nu. \quad (5.25)$$

Каждому состоянию соответствует своя волновая функция. В энергетическом спектре (5.25) расстояния между соседними уровнями $\Delta W = W_{n+1} - W_n$ не зависят от колебательного квантового числа ν и равны между собой. Такое расположение уровней в энергетическом спектре называют *эквидистантным*.

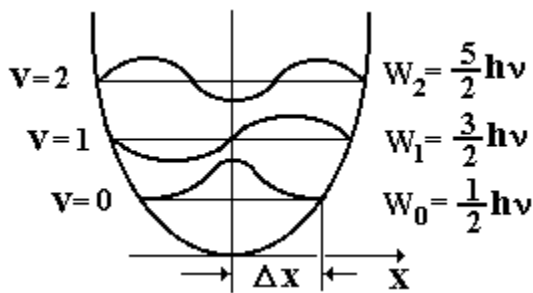


Рис. 5.4

Дискретный характер уровней энергии позволяет понять, почему в определенных условиях заведомо сложные, составные системы (например, атомы или молекулы) ведут себя как элементарные частицы (бесструктурные). Причина состоит в том, что основное состояние связанной системы отделено от первого возбужденного состояния энергетическим интервалом

(*энергетической щелью*). Такая ситуация характерна для атомов, молекул, ядер и др. квантовых систем.

Благодаря энергетической щели внутренняя структура квантовых систем не проявляется до тех пор, пока обмен энергией при ее взаимодействии с другими системами не превысит значения, равного ширине энергетической щели. Поэтому при достаточно малом обмене энергией сложная квантовая система (например, атом или ядро) ведет себя как бесструктурная частица (материальная точка). Так, при энергиях теплового движения, меньших энергии возбуждения атома, атомные электроны не могут участвовать в обмене энергией и не дают вклада в теплоемкость. При $\nu \gg 1$, $(\nu + 1/2) \approx \nu$ энергетические уровни совпадают со значениями энергии осциллятора

$W_n = \nu \frac{h}{2\pi} \omega = \nu \cdot h\nu$, использовал Планк. Согласно классической теории при $\nu = 0$, $W_n = 0$ осциллятор не колеблется и находится в положении равновесия.

Считая атомы твердого тела трехмерными осцилляторами из классической физики следует, что при $T = 0$ К атом должен покоиться.

Согласно квантовой теории наименьшая энергия, которую имеет гармонический осциллятор при $T = 0$ К не равна нулю, т. е.

$$W_0 = 1/2 \cdot h\nu_0. \quad (5.26)$$

Эта нулевая энергия не может быть отнята у осциллятора никаким охлаждением, даже при $T = 0$ К. Наличие нулевой энергии при абсолютном

нуле температуры, когда квантовая система (атом) совершает “нулевые колебания” было подтверждено опытами по рассеянию света кристаллами при $T \approx 0$ К.

Такой вывод подтверждается и соотношениями неопределенностей Гейзенберга. Наличие “нулевой энергии” позволяет объяснить, почему гелий является единственным веществом, существующим в жидком состоянии при $T \rightarrow 0$ К? Это обусловлено тем, что у гелия частота колебаний атомов ν_0 довольно велика из-за малой массы атома гелия ($2\pi\nu_0 = \omega_0 \sim \sqrt{m}$). С другой стороны силы притяжения атомов гелия малы из-за полной застройки электронных оболочек.

Поэтому атомы гелия при $T \rightarrow 0$ К совершают довольно интенсивные колебания, что позволяет гелию оставаться в жидком состоянии, т. е. это чисто квантовый эффект. Существенным отличием $V_{\text{кв}}$ от $V_{\text{кл}}$ является возможность обнаружить частицу за пределами классически запрещенной области (из-за туннельного эффекта).

5.5. Туннельный эффект

При описании движения классической частицы в потенциальном “ящике” считается, что частица может покинуть потенциальный “ящик” или проникнуть в него, если ей сообщить энергию, равную или большую разности высоты потенциального барьера и ее собственной энергии. Квантовая механика допускает вероятность прохождения частицы сквозь потенциальные барьеры при меньших значениях ее энергии по сравнению с энергией потенциального барьера. Такое явление получило название *туннельного эффекта*.

Пусть квантовая частица с массой m движется вдоль оси X слева направо. Сталкиваясь с потенциальным барьером высотой W_{po} :

$$W_p(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } -\infty < x < 0, \\ W_{\text{po}}, & \text{если } 0 < x < +\infty, \end{cases}$$

причем энергия частицы W меньше высоты потенциального барьера W_{po} . При $x > 0$, т. е. в области, в которую не способна проникнуть не квантовая частица уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} - \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W_{\text{po}} - W) \psi(x) = 0.$$

Решениями этого уравнения являются две экспоненты:

$$\psi(x) \sim e^{\pm \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(W_{\text{po}} - W)} \cdot x}, \quad \text{где } \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(W_{\text{po}} - W)} > 0.$$

Экспонента с положительным показателем физического смысла не имеет

и должна быть исключена, т. к. предсказывает неограниченный рост вероятности обнаружения частицы за барьером с увеличением глубины проникновения x .

Следовательно, при $x > 0$ частица с энергией $W < W_{po}$ имеет волновую функцию, которая изменяется как $\psi(x) \sim e^{-\frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(W_{po} - W)} \cdot x}$.

Это значит, что при $x > 0$ координаты частицы распределены с плотностью вероятности $w(x) = |\psi(x)|^2 = w(0) \exp[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m(W_{po} - W)}x]$,

где $w(0)$ равно значению величины $|\psi(x)|^2$ при $x = 0$.

Следовательно, с увеличением глубины проникновения x частицей плотность вероятности $W(x)$ убывает экспоненциально. Причем убывание происходит тем быстрее, чем больше разность $(W_{po} - W)$.

Таким образом, на глубине проникновения $x_0 = \frac{h}{\pi \sqrt{2m(W_{po} - W)}}$

плотность вероятности $W(x)$ уменьшается в e раз.

Например, для электрона ($m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг), для которого $W_{po} - W \approx 10^{-3}$ эВ = $1,6 \cdot 10^{-22}$ Дж, глубина проникновения $x_0 \approx 10^{-9}$ м = 10 \AA . На такие расстояния удаляются от поверхности металла электроны проводимости, энергия которых $\approx 10^{-3}$ эВ меньше глубины потенциальной ямы, удерживающей электроны внутри металла (потенциальная яма создается взаимодействием электронов с положительными ионами кристаллической решетки металла).

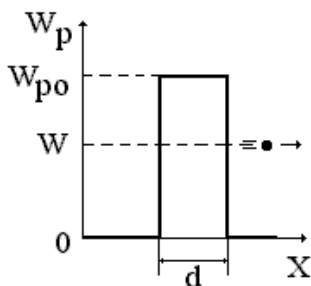


Рис. 5.4, а

Явление туннельного эффекта (подбарьерное прохождение) характеризуется коэффициентом прозрачности D потенциального барьера. Прозрачность барьера зависит от “формы” и высоты потенциального барьера. Например, если потенциальный барьер – прямоугольный высотой W_{po} и шириной d (рис. 5.4, а), то его прозрачность

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m(W_{po} - W)}d\right), \tag{5.27}$$

где h – постоянная Планка; m – масса частицы; W – полная энергия частицы; D_0 – постоянный коэффициент, близкий к единице. Вероятность туннелирования частицы (5.27), тем меньше, чем больше ширина барьера и чем меньше полная энергия налетающей частицы. Проницаемость барьера уменьшается и с увеличением массы частицы. Если барьер не прямоугольный и его высота

зависит от координаты и медленно изменяется (рис. 5.4, б), то прозрачность барьера

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{4\pi}{h} \int_{x_1(W)}^{x_2(W)} \sqrt{2m [W_p(x) - W]} dx \right), \quad (5.28)$$

где в точках $x_1(W)$ и $x_2(W)$ начала и конца потенциального барьера $W = W_p(x)$.

Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер возможно благодаря существованию под барьером волновой функции, "прокладывающей" путь частице вплоть до точки x_2 (рис. 5.4, б) и правее этой точки, т. е. приводит к возможности обнаружить ее в области, запрещенной классической физикой. Если полная энергия частицы W меньше высоты потенциального барьера W_p , то в области, где $W_p(x) > W$, кинетическая энергия частицы ($W_k = p^2 / 2m$) отрицательна, т. к. $W = W_k + W_p(x)$.

С классической точки зрения эта область недоступна для такой частицы, т. к. невозможно существование мнимой кинетической энергии (мнимого импульса). Квантовая механика допускает возможность обнаружить частицу в этой области (парадокс туннельного эффекта).

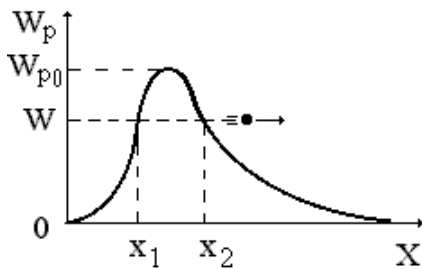


Рис. 5.4, б

Однако здесь нет парадокса и рассуждения о мнимом импульсе частицы неверны, т. к. туннельный эффект чисто квантовое явление.

В классической физике $W = W_k + W_p(x)$, т. е. можно одновременно определить кинетическую и потенциальную энергии с высокой степенью точности (W_p зависит от координаты, W_k — от импульса). В квантовой механике согласно соотношениям

неопределенностей Гейзенберга нельзя одновременно точно определить импульс и координату (или потенциальная W_p и кинетическая W_k энергии частицы не могут быть одновременно определены точно). Следовательно, равенство $W = W_k + W_p(x)$ в квантовой механике применять нельзя. В квантовой механике движение частицы описывается волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$. В случае одномерного движения частицы при фиксировании ее в определенной области Δx следует, что глубина проникновения ее в классически запрещенную область внутри потенциального барьера

$$\Delta x = \frac{h}{2\pi \sqrt{2m(W_{p0} - W)}}. \quad (5.29)$$

Поэтому изменение импульса частицы

$$\Delta p \geq \frac{h}{2\pi \Delta x} \geq \sqrt{2m(W_{p0} - W)}. \quad (5.30)$$

Тогда, изменение кинетической энергии

$$\Delta W_k = \frac{(\Delta p)^2}{2m} \geq W_{po} - W. \quad (5.31)$$

Следовательно, изменение кинетической энергии превышает величину энергии, недостающей частице, находящейся внутри потенциальной ямы для того, чтобы она могла “классическим “ способом покинуть потенциальную яму. Проявление туннельного эффекта обнаружено в явлениях: α -распада радиоактивных ядер, холодной эмиссии электронов, примесной проводимости полупроводников, в эффекте *Джозефсона* и т. д. Аналогом туннельного эффекта в волновой оптике служит проникновение световой волны внутрь отражающей среды (на расстояние порядка длины волны света) в условиях, когда с точки зрения геометрической оптики происходит полное внутреннее отражение.

Лекция 12

6. АТОМ ВОДОРОДА И ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ АТОМЫ

6.1. Квантовая модель атома водорода

Рассмотрим поведение электрона в атоме водорода при $n = 1$, потенциальная энергия которого

$$W_p(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6.1)$$

где r – расстояние между электроном и ядром атома; $Z = 1$.

В центрально–симметричном поле (волновая функция не зависит от ориентации радиус– вектора частицы) потенциальная энергия зависит только от расстояния частицы до силового центра.

Заметим, что скорости электронов в атоме нерелятивистские ($\approx 10^6$ м/с), поэтому главным в атоме является кулоновское взаимодействие электронов с ядром и друг с другом. В этом случае уравнение Шредингера с энергией электрического взаимодействия атомных частиц не содержит их спинов. Поэтому по отдельности сохраняются орбитальный момент импульса, обусловленный движение электронов вокруг ядра, и спиновой момент атома.

Соответственно, электронная волновая функция распадается на произведение координатной и спиновой волновых функций, из которых уравнением Шредингера определяется только первая.

Координатная волновая функция $\psi(\vec{r})$ стационарного состояния электрона в атоме водорода с энергией W , будет решением уравнением Шредингера, которое быстро убывает при возрастании r .

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [W - W_p(r)]\psi = 0. \quad (6.2)$$

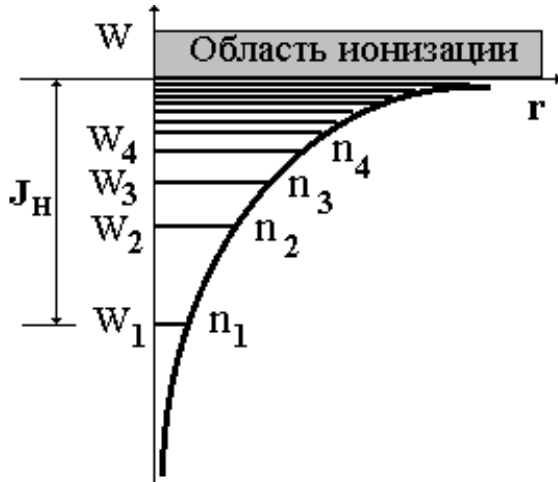


Рис. 6.1

образуют энергетический спектр атома водорода (рис. 6.1, где приведен график потенциальной энергии электрона).

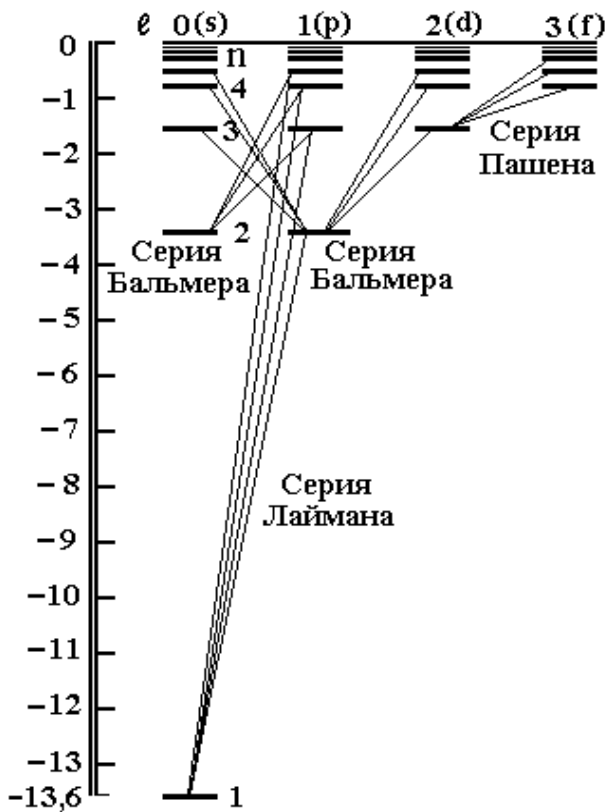


Рис.6.2

Решения уравнение (6.2) существуют только при значении полной энергии

$$W = W_n = -\frac{Z^2 m_e q_e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad (6.3)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, – главное квантовое число; Z – порядковый номер атома в периодической системе элементов Д. И. Менделеева (для водорода $Z = 1$);

$$J_H = \frac{m_e q_e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad (6.4)$$

– называют *ионизационным потенциалом* атома водорода.

Дискретные значения энергии W_n

Основной особенностью линейчатого спектра атома водорода является то, что он состоит из группы серий:

- Лаймана (1906 г.);
 - Бальмера (1885 г.);
 - Пашена (1909 г.) и т. д.
- (рис. 6.2).

При переходе с высшего энергетического уровня с энергией W_m на более низкий энергетический уровень с энергией W_n испускается квант света частотой

$$\nu_{mn} = W_m - W_n.$$

Число $n = 1, 2, 3, \dots$, характеризующее энергетические уровни этого спектра называется *главным квантовым числом*.

Число m может принимать

значения: $n + 1, n + 2, n + 3, \dots$. Координатная волновая функция

электрона $\psi(\vec{r})$ определяется тремя квантовыми числами: главным квантовым числом n , орбитальным квантовым числом ℓ , которое при заданном n принимает ряд значений:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1,$$

и магнитным квантовым числом m_ℓ .

При заданном ℓ магнитное квантовое число имеет $2\ell + 1$ значений:

$$m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell.$$

Квантовые числа ℓ и m_ℓ появляются в связи с тем, что момент импульса электрона в кулоновском поле, которое является центрально-симметричным, сохраняется. Поэтому стационарные состояния электрона в атоме водорода отличаются друг от друга значениями момента импульса электрона и его ориентацией. Квантовые числа n , ℓ и m_ℓ не полностью определяют состояние электрона, т. к. у электрона есть еще и *спин*. Спиновая степень свободы электрона характеризуется *магнитным спиновым числом* m_s , принимающим два значения $m_s = \pm 1/2$.

Совместно четыре квантовых числа n , ℓ , m_ℓ и m_s полностью определяют состояние электрона в атоме водорода.

Следовательно, электрон имеет четыре степени свободы.

В атомной физике состояние электрона с различными значениями орбитального квантового числа, обозначают следующим образом: $\ell = 0$ (s – состояние), $\ell = 1$ (p – состояние), $\ell = 2$ (d – состояние) и т. д. Состояние электрона в атоме при $n = 1$ и $\ell = 0$ называют основным невозбужденным состоянием.

Волновая функция ψ и вероятность $|\psi|^2$ обнаружить электрон в конкретной точке атома зависят только от r , т. е. $\psi = \psi(r)$ соответствует s – состоянию электрона в атоме, которое сферически-симметрично.

Похожие с атомом водорода свойства имеют водородоподобные ионы.

Любой из них состоит из ядра с зарядом Ze и одного электрона. Энергетический спектр водородоподобного иона находится по формуле (5.34)

$$W = W_n = -\frac{Z^2 m_e q_e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}.$$

Размер иона оказывается в Z раз меньше боровского радиуса.

Это связано с тем, что в водородоподобном ионе электрон притягивается к ядру в Z раз сильнее, чем в атоме водорода, а в остальном движение электрона остается сходным с его движением в атоме водорода.

6.2. Естественная ширина спектральных линий

Согласно теории Бора частота излучения квантов определяется условием

$$\nu_{mn} = \frac{W_m - W_n}{h} = \frac{\Delta W_{mn}}{h}, \quad (6.5)$$

где W_m – энергия возбужденного уровня, с которого переходит электрон, W_n – энергия уровня, на который переходит электрон.

Следовательно, спектральные линии, определяемые формулой (6.5), отвечают идеально монохроматическому излучению частоты ν_{mn} (рис. 6.3).

Спектральные линии возникают в спектрах испускания или поглощения атомов (либо другой квантовой системы, отвечающей определенным излучательным квантовым переходам) и характеризуются узким интервалом частот (длин волн) – *естественной шириной спектральной линии*.

Опыт показывает, что реальные спектральные линии имеют конечную ширину.

Это обусловлено тем, что колебания электрона в атоме являются затухающими. Поэтому такие колебания не представляют собой монохроматическое излучение.

Затухание колебаний атомов происходит и при столкновении.

Оба эти процесса ухудшают монохроматичность излучения и приводят к уширению энергетических уровней и спектральных линий. Интенсивность излучения имеет резкий максимум в области частоты квантового перехода ν_{mn} (рис. 6.3). Ширину спектра характеризуют участком $2(\delta\nu)$, когда интенсивность равна половине максимальной, т. е.

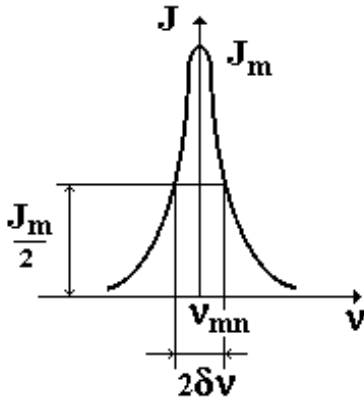


Рис. 6.3.

$$2\delta\nu = \frac{1}{4\pi\tau}, \quad (6.4)$$

где τ – время средней длительности возбужденного состояния; $\frac{1}{\tau} = \sigma$ – коэффициент затухания.

Ширину спектральной линии, определяемую формулой (6.4), называют естественной шириной спектральной линии.

Расчеты показали, что

$$2(\delta\lambda) \approx 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ м} \quad (\nu = c/\lambda).$$

Так как число столкновений атомов газа зависит от давления, то ширина спектральных линий пропорциональна давлению. Причиной уширения спектральных линий является также эффект *Доплера*.

Согласно квантовой теории

$$\nu = \frac{(W_n \pm \Delta W_n) - (W_m \pm \Delta W_m)}{h}, \quad (6.5)$$

где

$\Delta W_n, \Delta W_m$ – полуширина энергетических уровней.

Следовательно, ширина спектральной линии

$$2\delta\nu = \frac{2(\Delta W_n + \Delta W_m)}{h}. \quad (6.6)$$

Таким образом, все энергетические уровни, кроме основного (невозбужденного, $n = 1$), являются уширенными (рис. 6.4).

Нижний (невозбужденный) уровень может существовать бесконечно долго, т. е.

$$\tau_1 = \infty, \Delta W_1 = 0.$$

Величины $\delta\nu$ и ΔW_n являются лишь мерой ширины спектральных линий и энергетических уровней.

Таким образом, действительная ширина уровня

$$\Delta W_n \geq \frac{h}{4\pi\tau}. \quad (6.7)$$

При замене $\tau = \Delta t$ в выражении (6.7) имеем

$$\Delta W_n \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}. \quad (6.8)$$

Это неравенство получило название *соотношения неопределенностей*

Гейзенберга для энергии, т. е. энергетическое состояние атома не является вполне определенным.

Мерой неопределенности является ΔW_n .

Неопределенным является и время перехода атома из одного состояния в другое,

т. е.

$$\tau = \Delta t.$$

Такой результат является следствием проявления

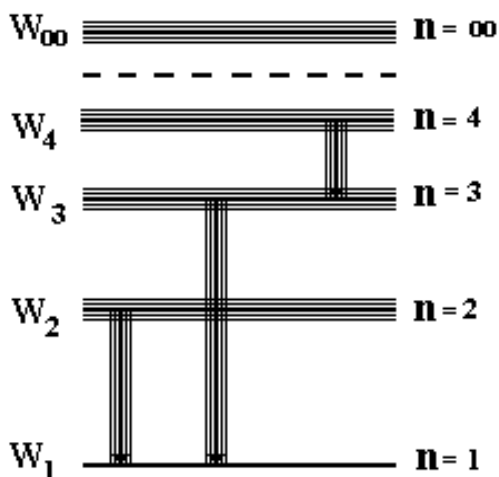


Рис. 6.4

двойственной корпускулярно–волновой природы частиц.

6.3. Пространственное распределение плотности вероятности для электрона атома водорода

Основные особенности квантовой модели атома водорода можно выяснить, сравнивая его характеристики, определяемые набором 4 – х квантовых чисел: n , ℓ , m_ℓ и m_s , с пространственным распределением вероятности обнаружить электрон вблизи ядра, с помощью волновой функции. Электроны в атоме, занимающие совокупность состояний с одинаковыми значениями главного квантового числа n , образуют *электронный слой*: при $n=1$ К – слой; при $n = 2$ L – слой; при $n = 3$ М – слой; при $n = 4$ N – слой; при $n = 5$ О – слой и т. д.

В каждом электронном слое атома все электроны распределены по *оболочкам*. Оболочка соответствует определенному значению орбитального квантового числа. При заданном орбитальном квантовом числе ℓ магнитное квантовое число m принимает $2\ell + 1$ значений, а m_s – два значения.

Так как число возможных состояний в электронной оболочке с заданным ℓ равно $2(2\ell + 1)$, то оболочка $\ell = 0$ (s – оболочка) заполнена двумя электронами; оболочка $\ell = 1$ (p – оболочка) – шестью электронами; оболочка $\ell = 2$ (d – оболочка) – десятью электронами; оболочка $\ell = 3$ (f – оболочка) – четырнадцатью электронами. Все волновые функции, соответствующие s – состояниям – сферически симметричны. Это означает, что вероятность обнаружить электрон на некотором расстоянии вблизи ядра зависит только от этого расстояния. Атом водорода в нормальном состоянии можно представить в виде положительного ядра, локализованного в центре атома, окруженного сферически распределенным отрицательным зарядом, т. е. электрон «размазан» внутри некоторой сферы радиуса $r \approx 5,3 \cdot 10^{-11}$ м. Пространственное распределение вероятности встретить электрон вблизи ядра в каждом из p –, d –, f – и т. д. состояний не является сферически симметричным. В связи с этим форма электронного облака для этих состояний более сложная. До сих пор мы использовали атом водорода, состоящий из протона и электрона. В настоящее время известно много других положительных и отрицательно заряженных частиц, которые в принципе могут создавать пару подобную атому.

Наиболее интересен *мезоатом* – система, в электронной оболочке которого хотя бы один электрон заменен на отрицательный мезон (μ^- – мезон). В нормальном состоянии мезон движется в 207 раз ближе к ядру, чем электрон, т. к. его масса в 207 раз больше. По изменившемуся излучению

устанавливают факт существования мезоатомов. Спектры излучения отражают особенности строения ядер тяжелых элементов.

Лекция 13

9. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ

9.1. Момент импульса и спин в квантовой теории.

В классической физике момент импульса материальной точки $\vec{L} = \begin{bmatrix} \vec{r} \times \vec{p} \end{bmatrix}$.

Момент импульса системы классических частиц состоит из собственного и орбитального моментов импульса. Собственным моментом импульса является момент импульса при нулевом значении суммарного импульса всех частиц. Примером является вращающийся на одном месте волчок.

У отдельной классической материальной точки собственного момента импульса нет, т. к. импульсе $\vec{p} = 0$. Свойства момента импульса в квантовой теории изменяются, что связано в первую очередь с соотношениями неопределенности. Это приводит к тому, что из трех компонент (проекций) момента импульса L_x , L_y и L_z сколь угодно точно можно задать любую, но только одну, например, L_z . Найдем значения, которые может принимать проекция момента импульса L_z . В квантовой механике волновая функция состояния $\psi_{L,z}$, в котором z -компонента момента импульса имеет определенное значение $L_z = \text{const}$, находится с помощью уравнения

$$\left[x \left(-i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \right) - y \left(-i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] \psi_{L,z} = L_z \psi_{L,z}. \quad (6.9)$$

Правая часть данного уравнения является произведением величины z -компоненты квантового момента импульса на состояние, в котором эта компонента имеет данную величину. Решение этого уравнения показывает, что z -компонента момента импульса является величиной, кратной постоянной Планка, т. е. квантуется: $L_z = m_\ell \hbar / (2\pi)$, где m_ℓ – магнитное квантовое число.

Поскольку любая компонента момента импульса не может быть больше его абсолютного значения, то существует такое целое неотрицательное число ℓ , при котором $|m| \leq \ell$. Т. о., при заданном ℓ , число m_ℓ принимает $2\ell + 1$ значений, т. е. $m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$, образующих спектр величины L_z .

Следовательно, абсолютное значение квантового момента импульса зависит от ℓ , т. е.

$$L_\ell = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (6.10)$$

где $\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – орбитальное квантовое число.

Из рассмотренного следует, что момент импульса не может быть совмещен ни с одной из осей X, Y или Z.

Когда пишется, что орбитальный момент импульса частицы равен, например, 2, то при этом имеется в виду спектр значений

$$L_z = -h/\pi, -h/(2\pi), 0, +h/(2\pi), +h/\pi.$$

При этом абсолютное значение момента импульса $L = \sqrt{6} \cdot h/(2\pi)$.

Квантовая механика допускает возможность существования таких состояний электрона, в которых он не имеет момента импульса ($\ell = 0$), связанного с его движением в атоме (6.10). Из классической электродинамики известно, что

$$\vec{p}_m = -g_\ell \vec{L}_\ell = -\frac{q_e}{2m_e} \vec{L}_\ell, \quad (6.11)$$

где \vec{p}_m – вектор магнитного момента электрона; \vec{L}_ℓ – вектор орбитального момента импульса электрона; g_ℓ – орбитальное гиромагнитное отношение; q_e – заряд электрона; m_e – его масса.

Из квантовой механики следует, что существует *пространственное квантование*, значит, вектор момента импульса электрона может иметь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция $L_{\ell z}$ на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантовые значения, кратные $\frac{h}{2\pi}$,

$$\text{т. е.} \quad L_{\ell z} = m \frac{h}{2\pi}, \quad (6.12)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$ – магнитное квантовое число.

Следовательно, \vec{L}_ℓ может принимать $2\ell + 1$ ориентаций в пространстве. Пространственное квантование приводит к “расщеплению” энергетических уровней на ряд подуровней.

Опыты *Штерна и Герлаха* в 1922 г., в которых узкий пучок атомов серебра проходил сквозь сильное неоднородное магнитное поле и падал на экран, где вместо одной линии наблюдалось две резкие полосы, что свидетельствовало о двух возможных положениях (ориентациях) магнитного момента во внешнем магнитном поле и подтвердили пространственное квантование.

В магнитном поле проекция магнитного момента на ось Z, совпадающей с направлением вектора индукции внешнего магнитного поля

$$p_{m,z} = -\frac{q_e}{m_e} S_Z, \quad \text{где } S_Z \text{ – проекция спина на ось Z.}$$

Но величина S_Z принимает только два значения $S_Z = +h/(4\pi)$ и $S_Z = -h/(4\pi)$, то на атомы серебра со стороны магнитного поля действуют только

две противоположно направленные силы $F_+ = +\mu_B \partial V / \partial z$ и $F_- = -\mu_B \partial V / \partial z$, где

$$\mu_B = \frac{q_e h}{4\pi m_e} \quad (6.13)$$

магнетон Бора ($\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$).

Эти силы и приводят к расщеплению исходного пучка атомов серебра на два пучка, причем симметрично относительно исходного.

Поэтому магнитный момент квантуется:

$$p_m = \mu_B \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \quad (6.14)$$

Как показала квантовая теория, волновая функция состояния с определенным значением Z – компоненты момента импульса имеет знаковую неоднозначность при полуцелом значении m .

Это значит, что у квантовых частиц есть степени свободы, отличные от характеризующих положения частиц в пространстве. Момент импульса, связанный с этой дополнительной степенью свободы частицы, называют *спином* S . Такие частицы как электрон, протон, нейтрон имеют спин $S = 1/2$. У фотона спин $S = 1$. Гравитон имеет спин $S = 2$. У пионов спин $S = 0$.

Важным отличием собственного момента импульса (спина) от орбитального момента импульса является сохранение абсолютного значения спина, т. к. спин – внутреннее свойство частицы. У него может меняться только его проекция S_z , т. е. спин может по-разному ориентироваться в пространстве. Например, спин электрона имеет только две ориентации с $S_z = +h/(4\pi)$ и с $S_z = -h/(4\pi)$. Орбитальный же момент импульса изменяется по абсолютному значению, например, он обращается в нуль в состоянии с $\ell = 0$.

Следует заметить, зависимость от спина существенна только при наличии внешнего магнитного поля, т. к. только в этом случае, входящая в уравнение Шредингера энергия взаимодействия частицы с магнитным полем зависит от спина частицы через ее магнитный момент. Опыты также показали, что у электрона кроме орбитального момента импульса и соответствующего ему магнитного момента, имеется собственный момент импульса \vec{L}_S – спин электрона (предсказал Паули) и соответствующий ему собственный магнитный момент \vec{p}_{mS} , т. е.

$$\vec{p}_m = -g_S \vec{L}_S. \quad (6.15)$$

Собственный момент импульса \vec{L}_S – спин и соответствующий ему собственный магнитный момент \vec{p}_{mS} проявляют все элементарные частицы.

Согласно выводам квантовой механики следует, что спин квантуется по закону

$$L_S = \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S + 1)}, \quad (6.16)$$

где $S = 1/2$ – спиновое квантовое число.

Следовательно, в магнитном поле спин имеет две ориентации, т. е. $m_S = \pm \frac{1}{2}$.

В связи с этим существует спиновое гиромагнитное отношение

$$g_S = \frac{q_e}{m}. \quad (6.17)$$

В опытах *Эйнштейна и де Гааза* было определено спиновое гиромагнитное отношение для ферромагнетиков.

Квантовая механика сумела объяснить спиновую природу магнитных свойств ферромагнетиков и создать теорию ферромагнетизма. Наличие спина у электрона и других элементарных частиц рассматривается как некоторое особое свойство этих частиц. Существование спина вытекает из волнового уравнения *Дирака*. Непосредственно экспериментально определить только спиновой магнитный момент свободного электрона невозможно из-за того, что спиновой магнетизм электрона носит кинематический характер, и следовательно, его невозможно отделить от магнитных эффектов, обусловленных переносным движением электрона, что следует из соотношений неопределенности *Гейзенберга*.

9.2. Тожественность одинаковых частиц. Принцип Паули

Системе квантовых частиц обладает свойствами, не имеющими аналога не только в классической физике, но и в квантовой механике одной частицы. Если в систему входят одинаковые частицы, то они имеют одинаковые массы, заряды и все другие внутренние характеристики. Например, одинаковы все электроны или фотоны. Особенность квантовой теории систем частиц заключается в принципиальной *неразличимости* или *тождественности* одинаковых частиц.

Перестановка любых двух одинаковых частиц не влияет ни на одну из физических величин, характеризующих систему, т. е. не изменяется ни одна из квантово – механических вероятностей. В квантовой механике одинаковые частицы теряют свою индивидуальность, так как движутся не по траекториям и, следовательно, проследить за каждой невозможно в принципе. Перестановка любой пары частиц или оставляет волновую функцию системы одинаковых частиц неизменной, или меняет ее знак. В первом случае волновая функция системы одинаковых частиц называется *симметричной*, а во втором – *антисимметричной*.

Симметричные функции не изменяются при любой перестановке координат частиц и проекций их спинов, а антисимметричные меняют знак при нечетном числе таких перестановок. Кроме того, симметрия волновой функции системы одинаковых частиц сохраняется во времени.

Следовательно, тип симметрии волновой функции является свойством

только самих частиц.

Сначала опытным путем была установлена, а затем Паули теоретически обосновал зависимость симметрии волновых функций системы одинаковых частиц от спина частиц и с тех пор является законом квантовой механики:

Системы одинаковых частиц с целочисленными спинами описываются симметричными волновыми функциями. Антисимметричные волновые функции описывают состояния только систем одинаковых частиц с полуцелыми спинами. В связи с этим зависимость волновых функций от спинов частиц всегда существенна даже в тех случаях, когда силовое взаимодействие между частицами весьма слабое и им можно пренебречь. Поэтому спин микрочастицы является ее важнейшей характеристикой. Например, квантовая статистика Бозе – Эйнштейна для бозонов (фотон, пион и др.), т. е. частиц с целым спином и квантовая статистика Ферми – Дирака для фермионов (протон, электрон, нейтрон и др.), т. е. частиц с полуцелым спином. В 1925 г. Паули установил квантово – механический принцип (*принцип запрета Паули* для электронов). В приближении невзаимодействующих частиц антисимметрия волновых функций одинаковых фермионов означает, что в любом атоме не может быть двух электронов, находящихся в одинаковых стационарных состояниях, определяемых набором четырех квантовых чисел: n, ℓ, m, m_s .

Например, на энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, но с противоположным направлением спинов. Принцип Паули дал возможность теоретически обосновать периодическую систему элементов Менделеева, создать квантовые статистики, современную теорию твердых тел и др.

9.3. Тонкая и сверхтонкая структура спектральных линий

Анализ спектров сложных атомов показал, что на практике реализуются не все, а только некоторые электронные переходы с высшего энергетического уровня атома на низший. Это объясняется тем, что разрешенные переходы должны удовлетворять условию (*правилам отбора*).

Например, $\Delta \ell = \pm 1, \Delta m = 0, \pm 1$, где $\Delta \ell$ – разность значений орбитального квантового числа; Δm – разность значений магнитного квантового числа, соответствующих двум состояниям электрона и др. Кроме того, была обнаружена *тонкая* и *сверхтонкая структура* спектральных линий. Например, желтая D – линия натрия расщепляется на две линии ($\lambda_1 = 5,890 \cdot 10^{-7}$ м и $\lambda_2 = 5,896 \cdot 10^{-7}$ м). Такое явление возможно при расщеплении энергетического уровня, переходы электрона, между которыми приводят к возникновению данных спектральных линий. Тонкая структура спектральных линий вызвана влиянием спина электронов на их энергию и влиянием других факторов. Дирак с учетом этого получил релятивистское

волновое уравнение, решение которого позволило объяснить спин-орбитальное взаимодействие электронов.

Исследование тонкой структуры спектральных линий и непосредственные измерения расщепления уровней атома водорода и гелия методами радиоспектроскопии подтвердили теорию. Кроме расщепления, наблюдается сдвиг энергетических уровней – квантовый эффект, вызванный отдачей при излучении. Наряду с тонкой наблюдается *сверхтонкая структура* энергетического уровня, обусловленная взаимодействием магнитных моментов электрона с магнитным моментом ядра, а также *изотопическое смещение*, обусловленное разницей масс ядер изотопов одного элемента. Если в атоме имеется несколько электронов, то их магнитное взаимодействие приводит к тому, что магнитные моменты электронов складываются в результирующий магнитный момент. При этом различают несколько типов взаимодействий. В первом типе взаимодействия – *нормальная магнитная связь* (L – , S – связи) – отдельно складываются в результирующий момент орбитальные моменты, отдельно – спиновые моменты и уже их результирующие моменты складываются в общий момент импульса атома. Во-втором типе взаимодействия (*спин-орбитальная связь*) орбитальный и спиновые моменты импульса каждого электрона складываются между собой в общий момент \vec{J} и уже полные моменты отдельных электронов складываются в полный момент импульса атома. Существуют и другие типы связей.

Таким образом, в векторной модели атома в случае L – , S – связи имеем

$$\vec{L} = \sum_i \vec{\ell}_i, \vec{S} = \sum_i \vec{s}_i, \vec{J} = \vec{L} + \vec{S},$$

где ℓ_i , s_i – соответствующие орбитальные и спиновые моменты отдельных электронов; L – суммарный орбитальный момент импульса; S – суммарный спиновой момент импульса; J – полный момент импульса всех электронов в атоме.

Согласно квантовой механике

$$\left. \begin{aligned} \left| \vec{L} \right| &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{L(L+1)}, \\ \left| \vec{S} \right| &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S+1)}, \\ \left| \vec{J} \right| &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}, \end{aligned} \right\} \quad (6.18)$$

где L , S , J – квантовые числа суммарного момента соответственно для

векторов $\vec{L}, \vec{S}, \vec{J}$.

Например, при данных L и S полный момент импульса J может принимать значения: $L + S, L + S - 1, L + S - 2, \dots, L - S + 1, L - S$.

В магнитном поле проекция

$$\left| \vec{J} \right|_{z,H} = m_J \frac{h}{2\pi}. \quad (6.19)$$

Магнитное квантовое число m_J может принимать значения:

$$J, J - 1, J - 2, \dots, -J + 1, -J.$$

Всего $2J + 1$ значений.

Следовательно, в магнитном поле уровень с квантовым числом J разбивается на $2J + 1$ подуровней.

При этом соблюдается правило отбора $\Delta m_J = 0, \pm 1$.

В классической физике вектор момента импульса частицы \vec{L}_ℓ относительно начала O определяется векторным произведением векторов \vec{r} и \vec{p} , т. е.

$$\vec{L}_\ell = [\vec{r} \times \vec{p}].$$

В квантовой механике это не имеет смысла, так как не существует состояния, в котором бы оба вектора \vec{r} и \vec{p} имели определенные значения (соотношения неопределенностей Гейзенберга).

В квантовой механике векторному произведению $[\vec{r} \times \vec{p}]$ соответствует *векторный оператор*

$$\hat{L}_\ell = [\hat{r} \times \hat{p}].$$

Из квантовой механики следует, что не существует состояния, в котором вектор момента импульса имеет определенное значение, т. е. был бы полностью определен как по величине, так и по направлению. Вектор оператора момента импульса зависит только от направления координатных осей.

Физические величины, которыми в квантовой механике характеризуется момент импульса частицы, являются:

1. Проекция оператора вращательного (углового) момента частицы

$$L_{\ell z} = m_z \frac{h}{2\pi}, \quad (6.20)$$

где $m_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, – магнитное квантовое число.

2. Квадрат полного вращательного момента частицы (не квадрат вектора \vec{L}_ℓ , а собственные значения квадрата оператора вращательного

момента), т. е.

$$\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2. \quad (6.21)$$

Следовательно, существует состояние, в котором одновременно имеют определенные значения квадрат вращательного момента и одна из его проекций на выбранное направление (например, на ось Z).

Всего состояний, в которых квадрат вращательного момента имеет определенные значения, $2\ell + 1$

$$L^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} \ell(\ell + 1),$$

где $\ell = 0, 1, \dots, n - 1$ – орбитальное квантовое число, определяющее квадрат вращательного момента импульса.

Процессы, определяющие *проекцию оператора вращательного момента частицы* L_z и квадрат вращательного момента L^2 , называют *пространственным квантованием*.

Графически пространственное квантование представлено на векторной диаграмме (рис. 7.1), где приведены возможные значения проекции L_z и возможные значения квадрата вращательного момента импульса L^2 . По оси Z

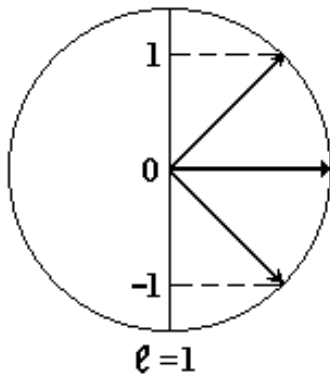


Рис. 7.1

отложены возможные значения m_z , как проекции вектора оператора \hat{L}_ℓ длины $|\hat{L}_\ell| = \sqrt{\ell(\ell + 1)}$. При $\ell = 1$, $\sqrt{\ell(\ell + 1)} = \sqrt{2}$, если за единицу вращательного момента принять $h / 2\pi$.

Знание спина, например, для ядра атома натрия, позволяет детально рассмотреть

сверхтонкое расщепление энергетических уровней и спектральных линий для этого элемента.

Спиновый момент ядра квантуется. Установлено, что максимальное значение спина ядра атома натрия $I = \frac{3}{2}$. Если за единицу

спинового момента ядра принять $\frac{h}{2\pi}$, то его проекция на избранное направление (определяется внешним магнитным полем) может принимать только дискретные значения: $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ или $\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}, \dots$. Тонкая структура спектральных линий объясняется спин–орбитальным взаимодействием электронов и зависимостью массы электрона от скорости. Величина тонкого расщепления энергетических уровней для легких атомов $\sim 10^{-5}$ эВ.

Для тяжелых атомов она может достигать долей электронвольта.

Совокупность подуровней, на которые расщепляется энергетический уровень, называют *мультиплетом*: дуплеты, триплеты и т. д.

Простые уровни, не расщепляющиеся на подуровни, называют *синглетами*. Тонкая структура спектральных линий характеризуется постоянной тонкой структуры $a \approx 1/137$. Сверхтонкая структура спектральных линий объясняется взаимодействием между электронной оболочкой и ядром атома. Для натрия линии D_1 и D_2 являются проявлением тонкой структуры спектральных линий. На рис. 7.2 в соответствии с правилами отбора изображены возможные переходы (без соблюдения масштаба).

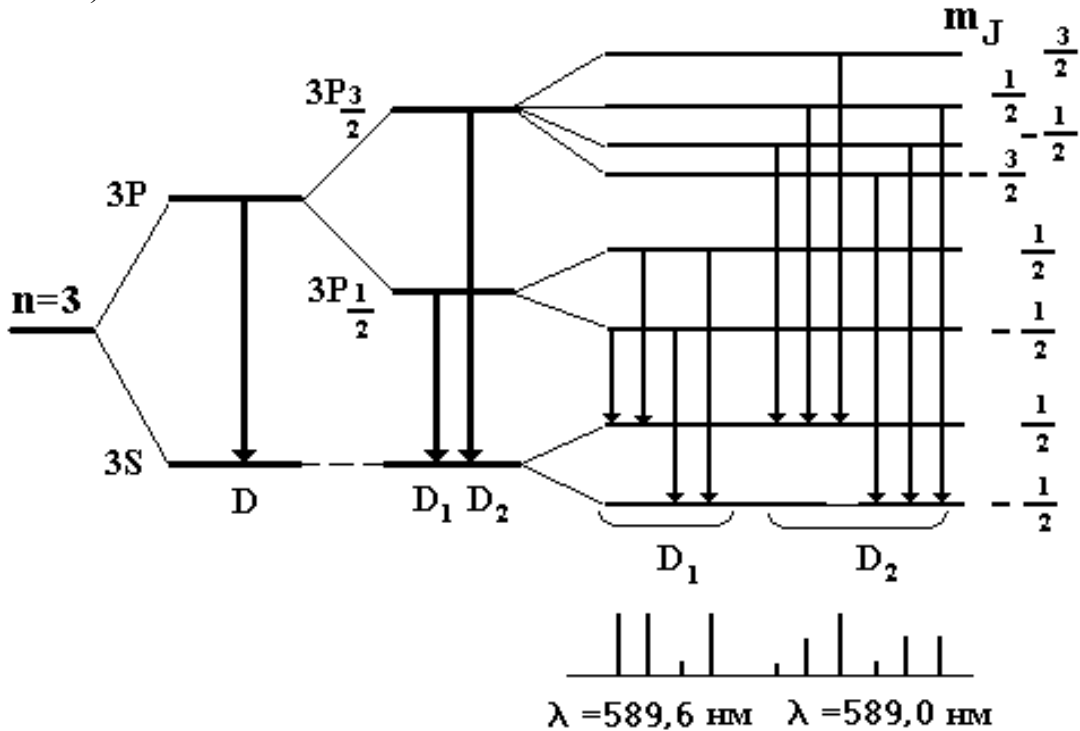


Рис. 7.2

Внизу приведена наблюдаемая картина сверхтонкого расщепления спектральных линий. Относительные интенсивности компонент дают длины вертикальных отрезков, изображенные под соответствующими квантовыми переходами. Для атома водорода сверхтонкая структура наблюдается и для основного энергетического уровня ($n = 1, \ell = 0$); тонкая структура в этом случае отсутствует. Это объясняется взаимодействием полного момента импульса электрона со спиновым моментом ядра (протона). При переходе электрона между двумя появившимися подуровнями сверхтонкого расщепления основного энергетического уровня атома водорода возникает излучение с длиной волны $\lambda = 21$ см, наблюдаемое для межзвездного водорода. В изучении тонкой структуры спектральных линий определенную роль сыграли *простой и сложный (аномальный) эффекты Зеемана*, который наблюдается только у парамагнитных атомов, поскольку они имеют не

равный нулю магнитный момент и могут взаимодействовать с магнитным полем. Простой эффект Зеемана наблюдается при внесении источника излучения в магнитное поле, что вызывает расщепление энергетических уровней и спектральных линий на несколько компонент. Квантовая теория эффекта Зеемана основана на анализе расщепления энергетического уровня излучающего электрона в атоме, внесенного в магнитное поле. При этом предполагается, что электрон имеет только орбитальный магнитный момент и в магнитном поле атом приобретает дополнительную энергию $\Delta W = -\mu_0 p_{mz} H$, где H – напряженность магнитного поля; p_{mz} – проекция магнитного момента на направление Z магнитного поля; μ_0 – магнитная постоянная.

В слабом магнитном поле наблюдается сложный эффект Зеемана.

Этот эффект получил объяснение после обнаружения спина электрона и используется при описании векторной модели атома. Расщепление энергетических уровней в магнитном поле вызвано явлением магнитного резонанса, заключающегося в избирательном (селективном) поглощении энергии переменного магнитного поля и связано с вынужденными переходами между подуровнями одного и того же зеемановского мультиплета, появившегося в результате действия постоянного магнитного поля. Магнитный резонанс, обусловленный наличием у электрона магнитного момента, называют *электронным магнитным резонансом* (*ферромагнитный резонанс и ядерный магнитный резонанс*). Ядерный магнитный резонанс, вызван наличием у ядерных частиц (протонов и нейтронов) магнитных моментов.

Наблюдается также *электронный парамагнитный резонанс*, который впервые наблюдался Е.К. Завойским в 1944 г.

9.4. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

В 1869 г. Менделеев открыл периодический закон изменения химических и физических свойств элементов. Он ввел понятие о порядковом номере элемента и получил полную периодичность в изменении химических свойств элементов. При этом часть клеток периодической системы осталась незаполненной, т.к. соответствующие им элементы были неизвестны к тому времени. В 1998 г. в России синтезирован изотоп 114-го элемента.

Менделеев предсказал ряд новых элементов (скандий, германий и др.) и описал их химические свойства. Позднее эти элементы были открыты, что полностью подтвердило справедливость его теории. Даже удалось уточнить значения атомных масс и некоторые свойства элементов. Химические свойства атомов и ряд их физических свойств объясняются поведением внешних (валентных) электронов.

Стационарные квантовые состояния электрона в атоме (молекуле) характеризуются набором 4-х квантовых чисел: главного (n), орбитального (

ℓ), магнитного (m) и магнитного спинового (m_s).

Каждое из них характеризует квантование: энергии (n), момента импульса (ℓ), проекции момента импульса на направление внешнего магнитного поля (m) и проекции спина (m_s). Согласно теории порядковый номер химического элемента Z равен общему числу электронов в атоме. Если Z – число электронов в атоме, находящихся в состоянии, заданном набором четырех квантовых чисел n, ℓ, m, m_s , то $Z(n, \ell, m, m_s) = 0$ или 1 . Если Z – число электронов в атоме, находящихся в состояниях, определяемых набором трех квантовых чисел n, ℓ, m , то $Z(n, \ell, m) = 2$. Такие электроны отличаются ориентацией спинов. Если Z – число электронов в атоме, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами n, ℓ , то $Z(n, \ell) = 2(2\ell + 1)$. Если Z – число электронов в атоме, находящихся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа n , то $Z(n) = 2n^2$.

Таблица 7.1

n	Электронный слой	Число электронов в оболочках					Общее число электронов
		s ($\ell=0$)	p ($\ell=1$)	d ($\ell=2$)	f ($\ell=3$)	g ($\ell=4$)	
1	К	2	–	–	–	–	2
2	L	2	6	–	–	–	8
3	M	2	6	10	–	–	18
4	N	2	6	10	14	–	32
5	O	2	6	10	14	18	50

Электроны в атоме, занимающие совокупность состояний с одинаковыми значениями главного квантового числа n , образуют *электронный слой*:

при $n = 1$ К – слой; при $n = 2$ L – слой; при $n = 3$ M – слой; при $n = 4$ N – слой; при $n = 5$ O – слой и т. д.

В каждом электронном слое атома все электроны распределены по *оболочкам*. Оболочка соответствует определенному значению орбитального квантового числа ℓ (табл. 7.1 и рис. 7.3). При заданном орбитальном квантовом числе ℓ магнитное квантовое число m принимает $2\ell + 1$ значений, а m_s – два значения. Так как число возможных состояний в электронной оболочке с заданным ℓ равно $2(2\ell + 1)$, то оболочка $\ell = 0$ (s – оболочка) заполнена двумя электронами; оболочка $\ell = 1$ (p – оболочка) – шестью электронами; оболочка $\ell = 2$ (d – оболочка) – десятью электронами; оболочка $\ell = 3$ (f – оболочка) – четырнадцатью электронами.

Последовательность заполнения электронных слоев и оболочек в периодической системе элементов Менделеева объясняется квантовой

механикой и основывается на четырех положениях:

1. Общее число электронов в атоме данного химического элемента равно порядковому номеру Z .
2. Состояние электрона в атоме определяется набором четырех квантовых чисел: n, ℓ, m, m_s .
3. Распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять минимуму энергии.
4. Заполнение электронами энергетических состояний в атоме должно происходить в соответствии с принципом Паули.

При рассмотрении атомов с большим Z , из-за возрастания заряда ядра, электронный слой стягивается к ядру и начинает заполняться слой с $n = 2$ и т. д. При заданном n сначала заполняется состояние s -электронов ($\ell = 0$), затем p -электронов ($\ell = 1$), d – электронов ($\ell = 2$) и т. д. Это приводит к периодичности химических и физических свойств элементов.

Для элементов первого периода сначала происходит заполнение оболочки $1s$; для электронов второго и третьего периодов – оболочек $2s, 2p$ и $3s$ и $3p$. Однако, начиная с четвертого периода (элемент калий, $Z = 19$), последовательность заполнения оболочек нарушается вследствие конкуренции близких по энергии связи электронов.

Прочнее могут оказаться (энергетически выгоднее) связанными электроны с большим n , но меньшим ℓ (например, электроны $4s$ прочнее связаны, чем $3d$). Распределение электронов в атоме по оболочкам определяют его *электронную конфигурацию*. Для указания электронной конфигурации атома пишут в ряд символы заполнения электронных состояний оболочек $n \ell$, начиная с самой близкой к ядру.

Индексом справа вверху отмечают числа электронов в оболочке, находящихся в этих состояниях. Например, у атома натрия ${}_{11}^{23}\text{Na}$, где $Z=11$ – порядковый номер элемента в таблице Менделеева; число электронов в атоме; число протонов в ядре; $A = 23$ – массовое число (число протонов и нейтронов в ядре). Электронная конфигурация имеет вид: $2s^2 2s^2 2p^6 3s^1$, т. е. в слое с $n = 1$ и $\ell = 0$ – два s -электрона; в слое с $n = 2$ и $\ell = 0$ – два s -электрона; в слое с $n = 2$ и $\ell = 1$ – шесть p – электронов; в слое с $n = 3$ и $\ell = 0$ – один s – электрон. Наряду с нормальной электронной конфигурацией атома, соответствующей наиболее прочной энергии связи всех электронов, при возбуждении одного или нескольких электронов возникают возбужденные электронные конфигурации. Например, у гелия все уровни энергии разбиваются на две системы уровней: система уровней *ортогелия*, соответствующая параллельной ориентации спинов электронов и система уровней *парагелия*, соответствующая антипараллельной ориентации спинов. Нормальная конфигурация гелия $1s^2$ вследствие принципа Паули возможна только при антипараллельной ориентации спинов электронов,

соответствующей парагелию.

9.5. Спин фотона и эффект Садовского

В 1889 г. *Садовский* теоретически показал, что свет, поляризованный по кругу или эллиптически, должен иметь момент импульса. Согласно квантовой механике у квантового вектора момента импульса не могут одновременно иметь определенные значения все три проекции на его координатные оси.

При переходе атома из одного стационарного состояния с большей энергией в другое – с меньшей энергией излучается один квант (фотон) с энергией $\epsilon = h\nu$. Проекция момента импульса атома на ось Z при орбитальном движении электрона принимает значения $L_z = m_z \frac{h}{2\pi}$.

Энергетические уровни электронов для $n=1,2,3,4,5$

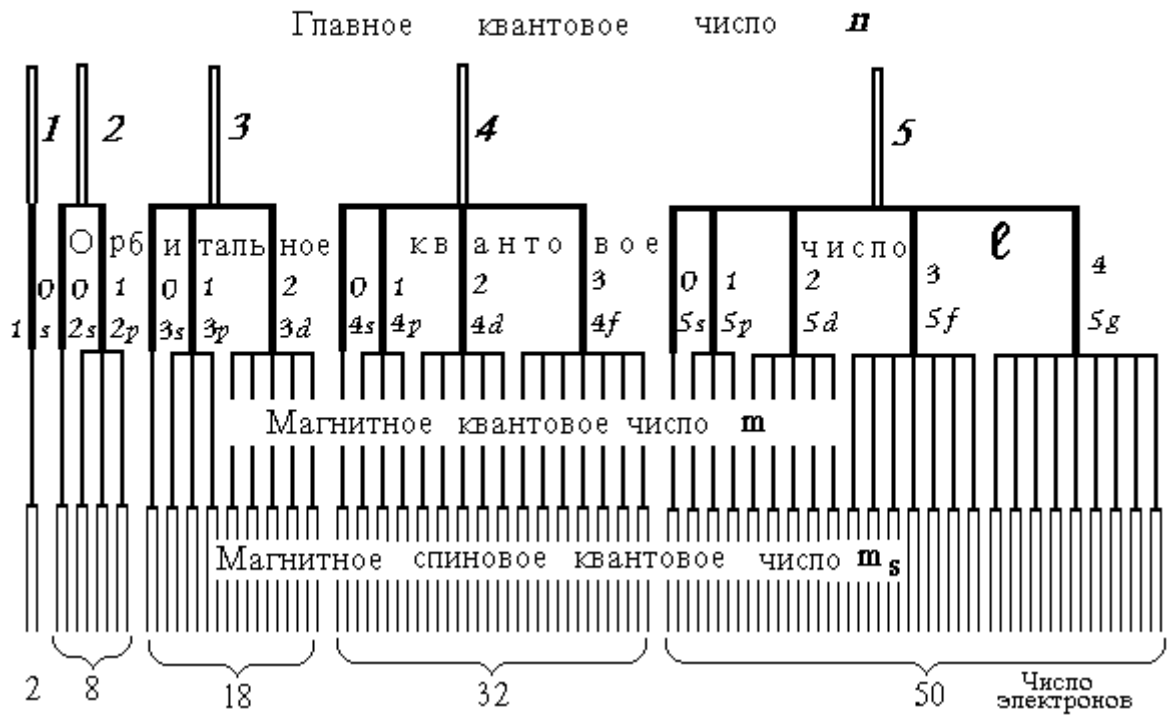


Рис. 7.3

Пусть при излучении фотона эта проекция изменяется на $\frac{h}{2\pi}$.

Следовательно, при излучении атом потерял энергию $\epsilon = h\nu$ и величину проекции момента импульса $h / 2\pi$. Согласно законам сохранения энергии и момента импульса, энергия и импульс переходят в излучение. Поэтому проекция момента импульса излученного фотона $h / 2\pi$. Внутренний момент

импульса фотона (спин фотона) равен единице, тогда $S(S+1) \frac{h^2}{4\pi^2} = \frac{h^2}{2\pi^2}$.

Фотон в состоянии покоя не существует.

Он может только находиться в движении со скоростью света в вакууме C . В квантовой механике момент импульса фотона определяется соответствующим оператором. Поэтому оператор момента импульса фотона

состоит из двух слагаемых. Одно из них имеет вид $\left[\hat{r} \times \hat{p} \right]$ и называется

орбитальным, где \hat{p} – оператор импульса фотона. Другое слагаемое называется спиновым, или оператором спина фотона. Собственное значение

проекции оператора $\left[\hat{r} \times \hat{p} \right]$ на избранное направление называют

орбитальным моментом импульса фотона, а собственное значение проекции оператора спина на то же направление – спиновым моментом импульса или просто спином фотона.

Практически фотон имеет только спиновой момент импульса.

Чтобы у фотона появился орбитальный момент импульса, излучение должно произойти с далекой периферии атома (с расстояния порядка $d \gg r_a$).

Из-за того, что фотон существует только в состоянии движения со скоростью света в вакууме C , в любой системе отсчета для него есть только одно избранное направление – направление движения, на которое и проектируется вектор спина фотона.

Так как спин фотона $S = 1$, он может ориентироваться тремя способами: $2S + 1 = 3$. В первом – проекция спина направлена по движению; во втором – против движения; в третьем – равна нулю.

В действительности, третья возможность не реализуется. Это следует из опыта и поперечности электромагнитных волн.

Согласно классической физике момент импульса волны, поляризованной по кругу, направлен вдоль или против распространения волны.

Поэтому можно предположить, что фотон поляризован по кругу, если он находится в состоянии с определенным значением проекции спина на направление распространения.

Такая поляризация называется левой, в противном случае – правой. (В квантовой электродинамике применяется противоположное соглашение).

Состояние фотона с круговой поляризацией, распространяющегося в определенном направлении, следует рассматривать как его собственное состояние, которому соответствуют собственные значения проекции спина: $S_z = 1, 0, -1$. Путем линейной суперпозиции таких состояний может быть получен фотон любой поляризации. Но состояние с $S_z = 0$ не реализуется.

Следовательно, состояние фотона с любой поляризацией, распространяющегося в определенном направлении, может быть получено линейной суперпозицией только двух состояний: $S_z = 1$ и $S_z = -1$.

Лекция 14

МОЛЕКУЛЫ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ

8.1. Физическая природа химической связи

Молекула – устойчивая структура, состоящая из атомов. При сближении атомов и образования молекул волновые функции сильно изменяются, что и приводит к возникновению между ними химической связи. Существуют четыре вида химических связей атомов и молекул: ван-дерваальсова; ионная; ковалентная; металлическая.

1. **Ван – дер – Ваальсова химическая связь** характерна для электрически нейтральных атомов, не имеющих электрического дипольного момента.

Силу притяжения называют дисперсионной. Для полярных систем с постоянным дипольным моментом, преобладает ориентационный механизм химической связи Ван – дер – Ваальса. Для молекул с высокой поляризацией характерен индуцированный электрический момент при сближении молекул на достаточно близкое расстояние. В общем случае могут возникать все три вида механизма химической связи Ван – дер – Ваальса, которая слабее всех остальных видов химической связи на два – три порядка. Полная энергия

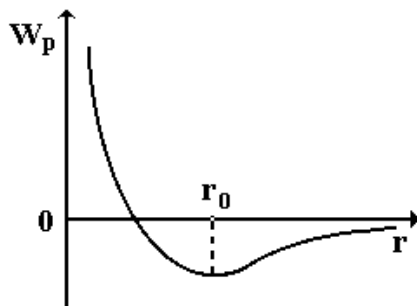


Рис. 8.1

взаимодействия молекул с химической связью Ван – дер – Ваальса, равна сумме энергий дисперсионного, ориентационного и индуцированного взаимодействий. 2. **Ионная (гетерополярная) химическая связь** возникает, если один атом способен передавать другому атому один или несколько электронов. В результате возникают положительно и отрицательно заряженные ионы, между которыми устанавливается

динамическое равновесие. Такая связь характерна для галоидов и щелочных металлов. Зависимость $W_p(r)$ для молекул с ионной связью приведена на рис. 8.1. Расстояние r_0 соответствует минимуму потенциальной энергии.

2. **Ковалентная (гомеополярная) химическая связь или атомная связь** возникает, когда взаимодействуют атомы с близкими свойствами.

При взаимодействии появляются состояния с повышенной плотностью электронного облака и появления обменной энергии. В квантовой теории показано, что обменная энергия является следствием тождественности близко расположенных частиц. Характерной особенностью атомной связи является ее насыщенность, т. е. каждый атом способен образовать

ограниченное число связей. 3. *В металлической химической связи* участвуют все атомы кристалла, и обобществленные электроны свободно перемещаются внутри всей решетки кристалла.

8.2. Молекула водорода

Молекулу водорода связывают силы, приводящие к этой связи, являются обменными, т. е. для рассмотрения требуется квантовый подход.

Используя теорию возмущений Гейтлер и Ф. Лондон в 1927 г. решили в приближенном варианте. В квантовой механике задача о молекуле водорода сводится к решению уравнения Шредингера для стационарного состояния.

Используя адиабатическое приближение, т. е. рассмотрим волновую функцию как функцию только координат электронов, а не атомных ядер.

Полная волновая функция зависит не только от пространственных координат электронов, но и от их спинов и является антисимметричной.

Если учитывать только волновую функцию электрона задачу можно решить, если учесть 2 случая:

1. Спиновая волновая функция антисимметрична, а пространственная волновая функция – симметрична и суммарный спин двух электронов равен нулю (синглетное состояние).
2. Спиновая волновая функция симметрична, а пространственная волновая функция – антисимметрична и суммарный спин двух электронов равен единице и может ориентироваться тремя различными способами (триплетное состояние).

В симметричном состоянии, когда спиновая волновая функция антисимметрична и в нулевом приближении получается симметричная пространственная волновая функция с разделяющимися переменными.

В триплетном состоянии, когда спиновая волновая функция симметрична, получается антисимметричная пространственная волновая функция.

Из-за тождественности электронов, возникает обменное взаимодействие, которое проявляется в вычислениях из-за использования симметричной и антисимметричной пространственных волновых функций. При сближении атомов в синглетном спиновом состоянии (спины антипараллельны) энергия взаимодействия сначала убывает, а затем быстро растет. В триплетном спиновом состоянии (спины параллельны) минимум энергии не возникает.

Равновесное положение атома существует только в синглетном спиновом состоянии, когда энергия обращается в минимум. Только в этом состоянии и возможно образование атома водорода.

8.3. Молекулярные спектры

Молекулярные спектры возникают в результате квантовых переходов между уровнями энергий W^* и W^{**} молекул согласно соотношению

$$h\nu = W^* - W^{**}, \quad (8.1)$$

где $h\nu$ – энергия испущенного или поглощаемого кванта частоты ν .

Молекулярные спектры сложнее атомных спектров, что определяется внутренним движением в молекулах.

Так как, кроме движения электронов относительно двух и более ядер в молекуле, происходят *колебательные* движения ядер (вместе с окружающими их внутренними электронами) около положений равновесия и *вращательных* движений молекул.

Электронному, колебательному и вращательному движениям молекул соответствуют три типа уровней энергии:

$$W_e, W_{\text{кол}} \text{ и } W_{\text{вр}},$$

и три типа молекулярных спектров.

Согласно квантовой механике энергии всех видов движений молекулы могут принимать только определенные значения (кроме энергии поступательного движения).

Энергия молекулы W , изменение которой определяет молекулярный спектр, может быть представлена в виде суммы квантовых значений энергий:

$$W = W_e + W_{\text{кол}} + W_{\text{вр}}, \quad (8.2)$$

причем по порядку величины:

$$W_e : W_{\text{кол}} : W_{\text{вр}} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M}.$$

Следовательно,

$$W_e \gg W_{\text{кол}} \gg W_{\text{вр}}.$$

или

$$\Delta W = \Delta W^* - \Delta W^{**} = \Delta W_e + \Delta W_{\text{кол}} + \Delta W_{\text{вр}}. \quad (8.3)$$

Энергия электронов W_e имеет порядок нескольких электронвольт:

$$W_{\text{кол}} \approx 10^{-2} - 10^{-1} \text{ эВ}, \quad W_{\text{вр}} \approx 10^{-5} - 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Система уровней энергии молекул характеризуется совокупностью далеко отстоящих друг от друга электронных уровней энергии.

Колебательные уровни расположены значительно ближе друг к другу, а вращательные уровни энергии располагаются еще ближе друг к другу.

Типичные молекулярные спектры – совокупности узких полос (состоящие из большого числа отдельных линий) различной ширины в УФ, видимой и ИК области спектра, четкие с одного края и размытые с другого.

Энергетические уровни *a* и *b* соответствуют равновесным конфигурациям 2-х молекул (рис. 8.2).

Каждому электронному состоянию соответствует определенное значение энергии W_e – наименьшее значение, основного электронного состояния (основной электронный уровень энергии молекулы).

Набор электронных состояний молекулы определяется свойствами ее электронной оболочки.

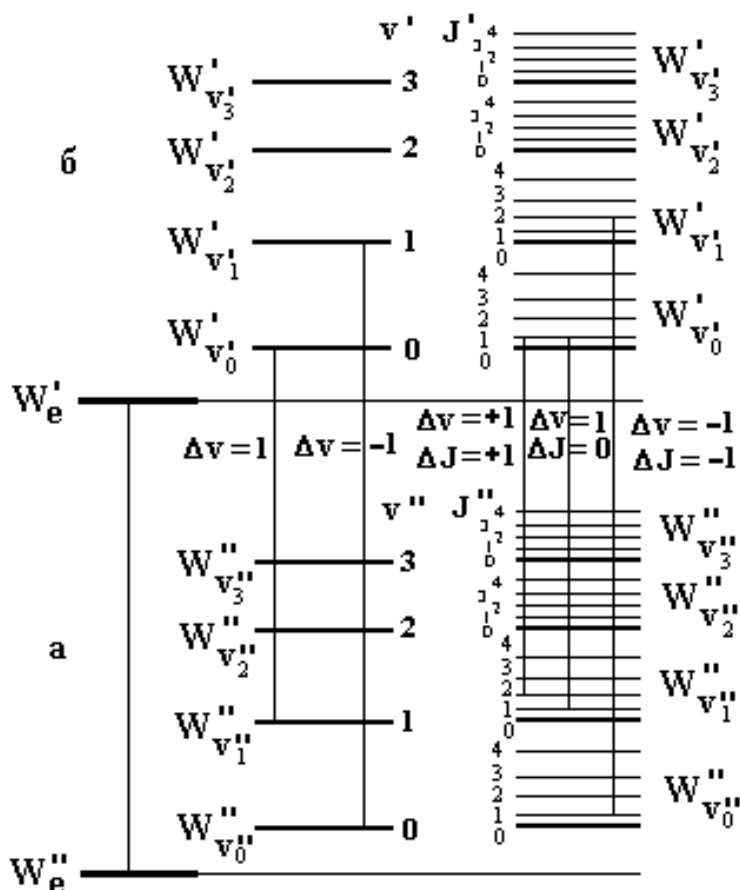


Рис. 8.2

8.2.1. Колебательные уровни энергии

Колебательные уровни энергии можно найти квантованием колебательного движения, которое приближенно считают гармоническим.

Двухатомную молекулу (одна колебательная степень свободы, соответствующая изменению межъядерного расстояния r) можно рассматривать как гармонический осциллятор, квантование которого дает равноотстоящие уровни энергии:

$$W_{\text{кол}} = h\nu(v_{\text{кол}} + \frac{1}{2}), \tag{8.4}$$

где ν – основная частота гармонических колебаний молекулы;

$\nu_{\text{кол}} = 0, 1, 2, \dots$ – колебательное квантовое число.

8.2.2. Вращательные уровни энергии

Вращательные уровни энергии можно найти квантованием вращательного движения молекулы, рассматривая ее как твердое тело с определенным моментом инерции I .

В случае двухатомной или линейной трехатомной молекулы ее энергия вращения

$$W_{\text{вр}} = \frac{L^2}{2I}, \quad (8.5)$$

где I – момент инерции молекулы относительно оси, перпендикулярной оси молекулы; L – момент импульса.

Согласно правилам квантования

$$L^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} J(J+1), \quad (8.6)$$

где $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ – вращательное квантовое число.

Для вращательной энергии получаем

$$W_{\text{вр}} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1), \quad (8.7)$$

где

$$B = \frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

– вращательная постоянная, определяет масштаб расстояния между уровнями энергии.

Многообразие молекулярных спектров обусловлено различием типов переходов между уровнями энергии молекул.

Лекция 15

10. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

10.1. Теория возмущений. Вероятность перехода

Область физики, изучающая методы генерации и преобразования электромагнитных волн, основанные на использовании квантовых переходов атомов и молекул из одних состояний в другие, называют *квантовой электроникой*. Для исследования реальных задач используют *теорию возмущений* при решении уравнения Шредингера. Если в системе

используются малые параметры, которыми можно пренебречь в некоторых случаях, то такие факторы называют *возмущениями*.

Используем временное уравнение Шредингера

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + W_p(x, y, z, t) \psi,$$

или в операторном виде: $i \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}_0 \psi$, где оператор Гамильтона (гамильтониан) упрощенной, невозмущенной задачи

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta + W_p(x, y, z, t), \quad (10.1)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \text{оператор Лапласа.}$$

Представим гамильтониан для данной задачи в виде:

$$H = \hat{H}_0 + \hat{V}_0, \quad (10.2)$$

где \hat{V}_0 – малая поправка (возмущение).

С учетом такой поправки уравнение Шредингера принимает вид:

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\hat{H}_0 + \hat{V}_0) \psi = W \psi. \quad (10.3)$$

Если на данную систему действует слабое возмущение в течение времени τ , то оператор его запишем в виде

$$\hat{V}(t) = \begin{cases} V(t), & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t < 0, t > \tau. \end{cases} \quad (10.4)$$

Решением уравнения (10.3) представим в виде:

$$\psi = \sum_n a_n(t) \varphi_n e^{-2\pi i W_n t / \hbar}. \quad (10.5)$$

До действия возмущения волновая функция начального состояния m будет равна

$$\psi_{\text{нач}} = \varphi_m e^{-2\pi i W_m t / \hbar}, \quad (10.6)$$

т. е. при $t < 0$ $a_m = 1$, $a_n = 0$ для всех $n \neq m$.

Если система в исходном положении находилась в состоянии m , то формулу (10.5) представим в виде:

$$\psi = \sum_n a_{mn}(t) \varphi_n e^{-2\pi i W_n t / \hbar}, \quad (10.7)$$

где при $t < 0$ $a_{mm} = 1$, $a_{mn} = 0$ для всех $n \neq m$.

После ряда преобразований (мы их упускаем) в результате получаем уравнения вида:

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{da_{mn}}{dt} = V_{mn} e^{i\omega_{mn}t}, \quad (10.8)$$

где $\omega_{mn} = 2\pi(W_n - W_m) / \hbar$; $\omega_{mn} = 2\pi\nu_{mn}$.

Решая уравнения (10.8) найдем коэффициенты a_{mn} и, вероятности переходов под влиянием возмущения.

Вероятность перехода системы из состояния m в состояние n можно найти с учетом принципа суперпозиций состояний по формуле

$$P_{mn} = \frac{4\pi^2}{\hbar^2} \left| \int_0^{\tau} V_{mn} e^{i\omega_{mn}t} dt \right|^2. \quad (10.9)$$

10.2. Генераторы излучения – лазеры

Наряду с самопроизвольным (спонтанным) излучением существует индуцированное (вынужденное) излучение.

При поглощении атомом кванта излучения электрон переходит с уровня W_n на более высокий энергетический уровень W_m . Но возбужденное состояние атома неустойчиво и спустя $\sim 10^{-8}$ с электрон переходит на более низкий уровень, испуская фотон с энергией $\varepsilon = h\nu_{mn} = W_m - W_n$. Число переходов типа $m \rightarrow n$, $n \rightarrow m$ связано с коэффициентами Эйнштейна A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} , для спонтанного, индуцированного излучений и поглощения. Эти коэффициенты определяют вероятности переходов электроном в единицу времени спонтанных переходов с излучением A_{mn} , индуцированных переходов с излучением B_{mn} и индуцированных переходов с поглощением B_{nm} . Согласно Эйнштейна, вероятность вынужденных переходов с излучением квантов света равняется вероятности вынужденных переходов с поглощением, т. е.

$$B_{mn} = B_{nm}. \quad (10.10)$$

Если существует большое число атомов в данном возбужденном состоянии, то под действием внешнего фотона такой же энергии и частоты происходят вынужденные переходы атомов в нормальное состояние. Возникает лавина одинаковых когерентных фотонов одного направления с падающим фотоном – возникает усиление света. Лазер же является не усилителем, а *генератором света*. Существуют лазеры различных типов: *газоразрядные, эксимерные (разлетные молекулы), электроионизационные, газодинамические, химические, полупроводниковые, импульсные на свободных электронах* и др.

Обычно чем выше энергетический уровень, тем меньше на нем

возбужденных атомов. Световой пучок, проходя сквозь такое вещество, будет ослабляться, расходуя энергию на возбуждение атомов вещества.

Чтобы получить не ослабленный, а усиленный пучок света, необходимо создать условия, когда на верхнем энергетическом уровне будет больше возбужденных атомов, чем на нижнем. Это приводит к созданию *инверсионной* заселенности верхнего энергетического уровня.

Для получения среды с инверсионной заселенностью необходимо использовать вспомогательное излучение с помощью устройства накачки. Твердотельный рубиновый лазер состоит из активного элемента, устройства накачки и оптического резонатора. Активным элементом лазера является кристалл рубина, содержащий 0,95% окиси алюминия (Al_2O_3) и 0,05% ионов хрома, играющих роль активных центров. При внедрении ионов хрома в решетку рубина их энергетические уровни размываются, создавая узкие энергетические полосы. Рассмотрим упрощенную схему из двух энергетических уровней атомов рубина и двух энергетических полос ионов хрома (рис. 10.1).

В начальном состоянии, ионы хрома находятся на основном энергетическом уровне 1.

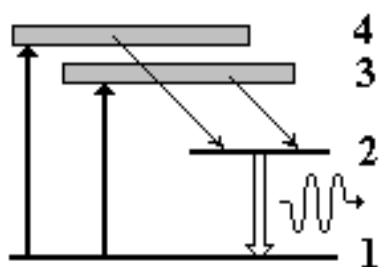


Рис. 10.1

Лазерное излучение возникает при переходах $2 \rightarrow 1$ ионов хрома $\Delta W = h\nu_{21}$.

Разность энергетических уровней ΔW соответствует длине волны лазерного излучения $\lambda = 694$ нм.

В качестве устройства накачки в рубиновом лазере использовалась ксеноновая лампа-вспышка, которая посылала мощные импульсы на активный

элемент. Поглотив фотон, ион хрома возбуждается и переходит с уровня 1 в энергетическую полосу 3 (зеленый свет) или 4 (синий свет). По истечении $\sim 10^{-8}$ с он переходит без излучения на уровень 2, отдавая избыток энергии кристаллической решетке рубина. На уровне 2 (инверсионный уровень) ион хрома находится более длительное время $\sim 10^{-4} - \sim 10^{-3}$ с. Такой уровень называют *метастабильным*.

В результате работы лампы – вспышки поток фотонов накачки облучает активный элемент. Ионы хрома, поглотив фотоны, возбуждаются и заселяют полосы 3 и 4, а затем переходят на уровень 2. Из-за его метастабильности на нем накапливается все более и более, ионов хрома, т. е. возникает инверсионная заселенность уровня 2. Если в веществе распространяется фотон с частотой, соответствующей частоте перехода $2 \rightarrow 1$, то он индуцирует лавинный переход ионов хрома с уровня 2 на уровень 1, формируя мощный пучок когерентного излучения. Для работы лазера не нужен специальный сигнал – фотон, индуцирующий вынужденный переход ионов хрома с уровня

2 на уровень 1. Достаточно фотона с частотой ν_{21} за счет спонтанного перехода и оптического резонатора, состоящего из системы: зеркало – полупрозрачное зеркало, с общей оптической осью, которая задает пространственное направление лазерного пучка. Активный элемент заключен между зеркалами.

Спонтанные фотоны, случайно возникшие в направлении оси стержня рубина, проходят большой путь и многократно отражаются от зеркал резонатора. В результате каждый из них индуцирует переход ионов хрома с уровня 2 на уровень 1 в направлении оси стержня. В итоге мощная лавина индуцированных фотонов формирует когерентный лазерный пучок, выходящий из торца полупрозрачного зеркала резонатора (рис. 10.2).

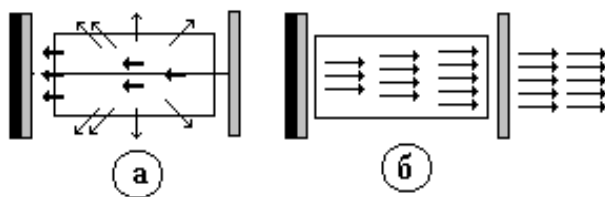


Рис. 10.2

Остальные спонтанные фотоны, излученные в направлении образующем угол с осью системы, быстро покидают кристалл, и участия в создании лазерного луча не принимают.

Для управления лазерным лучом используют различные методы, например, оптический дефлектор дискретного типа, работа которого основана на *эффекте Поккельса*. Схема работы двухкаскадного электрооптического дефлектора приведена на рис. 10.3.

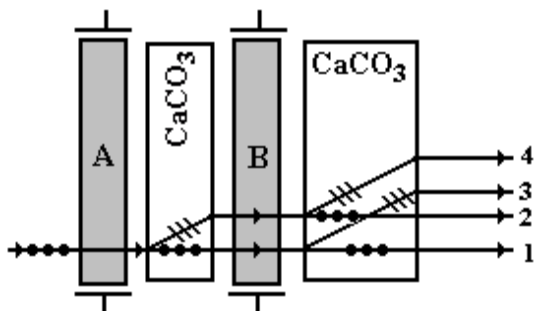


Рис. 10.3

Если плоскополяризованный обыкновенный луч (вектор \vec{E} совершает колебания перпендикулярно плоскости рис. 10.3, на луче нанесены

точки) падает на систему из двух ячеек *Поккельса* А и В (кристаллы дигидрофосфата калия KH_2PO_4), то, если ячейки *Поккельса* выключены, падающий луч не испытывает отклонения ни в одном из кристаллов исландского шпата (кальцит CaCO_3) и выходит из системы в направлении 1.

Из пластинок выйдет один из лучей обыкновенный или необыкновенный (на луче нанесены черточки), т. е. тот, поляризация которого совпадает с поляризацией падающего луча (в данном случае обыкновенный луч).

Следовательно, если падающий луч поляризован как обыкновенный, то он выйдет из пластинки кальцита, не смещаясь. Если же ячейка А включена, а – В выключена, то в ячейке А плоскость поляризации повернется на 90° , луч станет необыкновенным и испытает отклонение в первом кристалле кальцита.

В ячейке В (она выключена) поляризация луча остается неизменной,

поэтому произойдет его отклонение и во втором кристалле CaCO_3 .

В итоге луч выйдет из дефлектора в направлении 4.

При выключенной ячейке А и включенной ячейке В луч не будет отклоняться в первом кристалле, но отклонится во втором и выйдет из дефлектора в направлении 3.

Наконец, если будут включены обе ячейки *Поккельса* А и В, то луч сначала превратится из обыкновенного в необыкновенный, а затем снова станет обыкновенным.

В этом случае он отклонится в первом кристалле и не отклонится во втором и выйдет в направлении 2.

Таким образом, включая и выключая ячейки *Поккельса*, можно менять положение луча в пространстве при сохранении его направления. Изменение положения луча происходит за время $\sim 10^{-8}$ с.

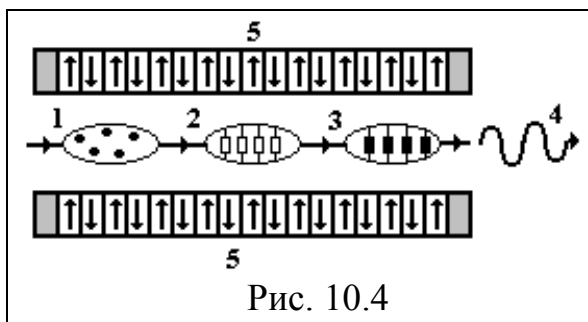


Рис. 10.4

Для накачки лазера можно использовать сильное статическое периодическое магнитное поле (рис. 10.4: где 1 – начальное движение сгустка; 2 – начало группировки; 3 – когерентный сгусток электронов; 4 – когерентное индуцированное излучение; 5 – магнитная система

ондулятора.

Наблюдение излучения, испускаемого релятивистским зарядом со всей траектории частиц одновременно реализуется в специальных системах, называемых *ондуляторами*, а синхронное излучение наблюдается только на малом участке траектории.

Источником синхротронного излучения служат электроны, движущиеся по окружности с большой скоростью $v \sim c$.

Ондуляторное же излучение тесно связано с большой скоростью поступательного движения частиц.

Релятивистский пучок электронов выступает в качестве системы с инверсионной заселенностью энергетических уровней, причем электроны отдают свою энергию электромагнитной волне, обуславливая процесс ее когерентного усиления.

Доказано существование *эффективной продольной группировки электронов*, когда магнитное поле ондулятора и электрическое поле волны создают силу, которая группирует электроны в сгустки (порядка оптической длины волны) в направлении поступательного движения частиц.

Процесс продольной группировки – *самомодуляция электронного пучка* – является причиной возникновения индуцированного когерентного излучения. Кроме того, возможно *самоусиление* спонтанного излучения ондулятора, которое лежит в основе конструкции сильного источника –

ондулятора большой длины.

10.3. Элементы нелинейной оптики

Существуют мощные лазеры с напряженностью поля излучения $E \approx 10^9$ В/м. При таких полях зависимость дипольных моментов молекул и поляризации диэлектриков от E носит нелинейный характер.

При распространении волнового фронта мощного лазерного излучения в среде возникают различные гармоники.

Для эффективности генерации вторых гармоник исходные поляризационные волны пропускают через специальные кристаллы, в которых обе волны имеют равные скорости распространения.

Такой процесс называют *волновой синхронизацией*.

Возникновение волновой синхронизации приводит к появлению второй гармоники с суммарной частотой $(\omega_1 + \omega_2)$ и разностной частотой $(\omega_1 - \omega_2)$.

Такой процесс называют *параметрической генерацией*. Это позволяет осуществлять плавную настройку частот.

В условиях нелинейности абсолютный показатель преломления среды сильно зависит от амплитуды волны.

В реальных световых пучках большой мощности амплитуда имеет наибольшее значение на оси пучка и после входа в нелинейную среду пучок испытывает сильное сжатие в более узкий пучок.

Такое явление называют *самофокусировкой* луча света.

Вследствие нелинейности и появления волн с разностной частотой колебаний $(\omega_1^* - \omega_2^*)$ излучаются кванты рассеянного света и возникают вторичные волны с частотой равной частоте рассеянной волны.

В результате происходит усиление рассеянной волны (вынужденное рассеяние).

Если имеется некоторая первичная волна, то по отношению к ней волной с обращенным волновым фронтом называется волна с противоположным направлением распространения с идентичным пространственным распределением амплитуд и фаз. Устройства, в которых происходит обращение волновых фронтов, называют *волновыми инверторами*.

Примером может служить зеркало, форма которого совпадает с формой фронта первичной волны. Существуют рубиновые лазеры с излучением сверхкоротких импульсов порядка $\tau \approx 10^{-12}$ с.

Наиболее распространенным источником такого излучения является ячейка Керра.

Применяются для изучения быстропротекающих процессов, сверхскоростной фотографии и т. д.

Многokратное обращение волновых фронтов света применяется в лазерных усилителях, при параметрическом усилении волн в нелинейных средах и т. д.

Лекция 16

... С небес космические ливни заструились,
 Неся потоки позитронов на хвостах комет.
 Мезоны, даже бомбы появились,
 Каких там резонансов только нет ...

Автор

11. АТОМНОЕ ЯДРО

11.1. Структура атомного ядра

Ядро атома состоит из нуклонов: протонов и нейтронов. Общее число нуклонов в ядре называют *массовым числом* A . Число протонов в ядре равно порядковому номеру в системе элементов Менделеева Z (числу протонов в ядре или числу электронов в атоме), число нейтронов $N = A - Z$. Ядро обозначают символом A_ZX . Ядра имеют несколько *изотопов*, которые характеризуются одним и тем же порядковым номером Z , но различными A и N . Например, ядро ${}^1_1\text{H}$ – протий; ядро ${}^2_1\text{H}$ – дейтрон (d), атом этого изотопа называют дейтерий; ядро ${}^3_1\text{H}$ – тритон (t), атом – тритий. Существование атомных ядер открыто Резерфордом в 1911 г. при проведении опытов по рассеянию α – частиц. Электрический заряд ядра равен числу положительно заряженных протонов в ядре. Размеры ядер зависят от числа нуклонов в ядре: как у всякой квантовой системы у атомного ядра нет четко выраженной границы. Эффективный радиус ядра $R = a\sqrt[3]{A}$, где $a = 1,12 \cdot 10^{-15} \text{ м} = \text{const}$ и близка к радиусу действия ядерных сил r_0 , зависит от того, в каких физических явлениях измеряется размер ядра. В экспериментах по рассеянию электронов и протонов на ядрах установлено, что в каждом ядре отчетливо различается внутренняя область (кern), в которой плотность ядерного вещества практически постоянна, и поверхностный слой, в котором эта плотность падает до нуля. Распределение концентрации нуклонов в ядре $c(r)$ в зависимости от расстояния r до центра ядра приведено на (рис. 11.1), где r_0 – радиус ядра, Δr – толщина поверхностного слоя. Радиус ядра

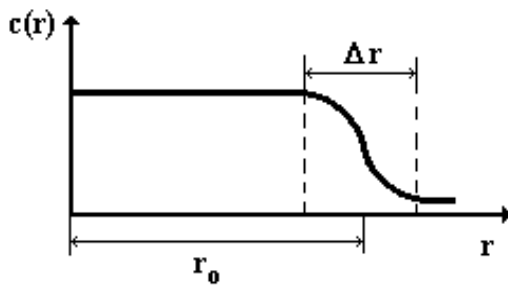


Рис. 11.1

определяется как расстояние от центра ядра, на котором концентрация нуклонов падает в два раза по сравнению с концентрацией в центре ядра. Радиусы ядер находятся в пределах от $2 \cdot 10^{-15}$ м до $10 \cdot 10^{-15}$ м. По объему ядро занимает малую часть атома. Однако в ядре сосредоточено 99,9% всей массы атома, поэтому плотность ядерного вещества $\rho \cong 2 \cdot 10^{17}$ кг/м³.

Размеры протона ${}^1_1\text{p}$ и нейтрона ${}^1_0\text{n}$ примерно одинаковы и равны $\ell \approx 7,8 \cdot 10^{-15}$ м.

Размер электрона $\ell \approx 10^{-19}$ м. Плотность вещества в нуклоне $\rho \cong 7,5 \cdot 10^{17}$ кг/м³. Время жизни протона $t \cong 10^{32}$ лет.

Время жизни нейтрона в свободном состоянии $t \cong 11,7$ минут; в ядре он стабилен. Ядро характеризуют *барионным зарядом* B . К барионам относится группа элементарных частиц с полуцелым спином и массой не меньше массы протона, т. е. это – протон, нейтрон, гипероны, часть резонансов и “очарованных” частиц и др. Барионный заряд протона $B = 1$, нейтрона – $B = 0$.

Таким образом, барионное число (барионный заряд) характеризует любой материальный объект. Для существующих в природе атомных ядер оно изменяется от 1-го (водород) до 114-го элемента в периодической системе элементов Менделеева. Барионное число нейтронных звезд $B \cong 10^{57}$, а для всей Вселенной – $B \cong 10^{78}$. Ядра характеризуются электрическим и магнитным моментами. В различных состояниях ядро может иметь разные по величине магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты.

$$\text{В СИ ядерный магнетон протона } \mu_{\text{я}} = \frac{q_p \hbar}{4\pi m_p}, \quad (11.1)$$

где m_p – масса протона; q_p – заряд протона.

В единицах $\mu_{\text{я}}$ магнитный момент протона $\mu_p = 2,79$; нейтрона $\mu_n = -1,91$, т. е. магнитный момент нейтрона ориентирован против его спина.

Магнитные моменты ядер измеряют, используя явление магнитного резонанса, которое заключается в резонансном поглощении энергии высокочастотного электромагнитного поля, которое происходит при переориентации магнитных моментов, предварительно выстроенных в направлении постоянного магнитного поля. Ядра могут вращаться, что является причиной не сферичности ядер в невозбужденном состоянии. Это следует из универсального квантового закона: вращаться может только такая

микроскопическая система, которая не обладает сферической симметрией. Атомные ядра могут находиться в определенных дискретных квантовых состояниях, отличающихся друг от друга энергией и другими характеристиками, сохраняющимися во времени.

Важнейшими квантовыми характеристиками ядерных состояний являются *спин ядра* I и *четность* P . Спин – целое число у ядер с четным A (бозоны) и полуцелое при нечетном A (фермионы). Спин ядра равен сумме спинов составляющих его нуклонов. Четность состояния $P = \pm 1$ указывает на изменение знака волновой функции ядра при зеркальном отражении пространства, т. е. указывает, как изменяется квантовое состояние при обращении знаков у координат всех частиц. Это преобразование называют *пространственной инверсией*, т. к. правый винт становится левым. Ядерные состояния характеризуются также квантовыми числами, например, *изотопической инвариантностью* ядерных сил. Она приводит к появлению у легких ядер ($Z \leq 20$) квантового числа T , называемого *изотопическим спином* (*изоспин*). T – целое число при четном A и полуцелое при нечетном, т. к. изотопический спин нуклона равен $\frac{1}{2}$. Различные квантовые состояния подчиняются соотношению

$$T \geq \frac{A - 2Z}{2}. \quad (11.2)$$

Изоспины основного состояния минимальны:

$$T_0 \geq \frac{A - 2Z}{2}. \quad (11.3)$$

Изоспин характеризует свойства симметрии волновой функции состояния ядра относительно замены $p \leftrightarrow n$. Кроме I , P и T ядерные состояния характеризуются также квантовыми числами, которые зависят от конкретной динамической модели ядра. Структуру сложных ядер исследуют с помощью моделей: *капельной, оболочечной, ротационной, обобщенной* и др. Например, согласно оболочечной модели многие ядра даже в невозбужденном состоянии имеют форму эллипсоида вращения и даже трехосного эллипсоида. Не сферичность основного состояния ядра – внутреннее его свойство. В результате “*спаривания*” нуклонов возникает сверхтекучесть ядерного вещества.

11.2. Ядерные силы

Силы, удерживающие нуклоны в ядре, называют ядерными, которые являются проявлением одного из самых интенсивных, известных в физике взаимодействий – *сильного (ядерного)*. Они превосходят электромагнитные взаимодействия \sim в 1000 раз. Свойства ядерных сил:

1. Ядерные взаимодействия – самые сильные в природе. Например,

энергия связи дейтрона $\sim 2,23$ МэВ; энергия связи атома водорода $\sim 13,6$ эВ.

2. Радиус действия ядерных сил конечен $\sim 10^{-15}$ м.

3. Ядерные силы не имеют центральной симметрии. Эта особенность ядерных сил проявляется в их зависимости от спинов нуклонов.

4. Взаимодействие между нуклонами имеет обменный характер. В опытах по рассеянию нейтронов на протонах регистрируются случаи “отрыва” от протонов их электрических зарядов и присоединения зарядов к нейтронам, в результате чего нейтрон превращается в протон.

5. Ядерные силы обладают изотопической инвариантностью, которая проявляется в одинаковости сил взаимодействия нуклонов в системах нейтрон – нейтрон, протон – нейтрон, протон – протон при одном и том же состоянии относительного движения частиц в этих парах.

6. На расстояниях $\sim 10^{-15}$ м ядерные силы являются силами притяжения. На меньших расстояниях – силами отталкивания, что было обнаружено в опытах по рассеянию протонов на протонах при энергиях выше 400 МэВ.

7. Ядерные силы обладают свойством насыщения, проявляющееся в независимости удельной энергии связи атомных ядер от их массового числа

8. Ядерные силы зависят от скорости относительного движения нуклонов. Например, при столкновениях нуклонов при увеличении энергии от 500 МэВ до 1 ГэВ сечение рассеяния нейтрона на протоне уменьшается на порядок.

Таким образом, характер ядерных сил свидетельствует о сложной структуре нуклонов.

11.3. Дефект массы. Энергия связи ядер

Энергия связи ядра $W_{св}$ – энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составные части (нуклоны).

Она равна разности суммарной массы входящих в него нуклонов и массы ядра, умноженной на скорость света в квадрате (c^2),

$$\text{т. е. } W_{св} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{я}]c^2, \quad (11.4)$$

где m_p , m_n , $m_{я}$ – массы протона, нейтрона и ядра.

Как видно, масса ядра не равна сумме масс, образующих ядро нуклонов, что и называют *дефектом масс*, т. е.

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{я}. \quad (11.5)$$

Причиной этого является сильное взаимодействие нуклонов в ядре. Поэтому из-за этого взаимодействия на полное разрушение ядра с освобождением из него всех нуклонов необходимо затратить энергию, равную энергии связи ядра, которая является отрицательной, так как при образовании ядра из свободных нуклонов энергия выделяется.

Энергию связи ядра необходимо отличать от его внутренней энергии – энергии образования ядра.

Энергия связи ядра включает в себя энергии: *объемную, поверхностную, симметрии и спаривания.*

Физическая природа энергии симметрии пока неясна, однако ее наличие свидетельствует о том, что протон отличается от нейтрона не только электрическим зарядом и массой, но и другими характеристиками.

Энергия спаривания вызвана спариванием одинаковых нуклонов в ядре. Энергия связи ядра пропорциональна числу нуклонов в ядре и характеризуется *удельной энергией связи* w , т. е. энергией связи, приходящейся на один нуклон:

$$w = W/A, \quad (11.6)$$

где A – массовое число.

Удельная энергия связи ядер составляет $w = 6 - 8$ МэВ.

Это вызвано насыщением ядерных сил. Ядра называют *магическими*, если у них число протонов или нейтронов равно одному из чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Последнее число справедливо только для нейтрона.

Существование магических чисел объясняется оболочечной моделью ядра. Если у ядра одновременно магическими являются число протонов и нейтронов, то такое ядро называют *дважды магическим*, например, ядра изотопов:

$${}^4_2\text{He}, \quad {}^{16}_8\text{O}, \quad {}^{40}_{20}\text{Ca}, \quad {}^{208}_{82}\text{Pb}.$$

Эти ядра отличаются повышенной устойчивостью (большей удельной энергией связи) и широкой распространенностью в природе.

Ядра атомов с одинаковым A , но различным Z (число протонов) и $N = A - Z$ (число нейтронов) называют *изобарами*. Ядра атомов с одинаковыми Z , но различными N (число нейтронов) называют *изотопами*.

Ядра атомов с одинаковым N , но различными Z называют *изотонами*.

На рис. 11.2 представлена кривая зависимости удельной энергии связи ядра от массового числа A для наиболее стабильных изобаров при всех четных значениях A (кривая *Вейцеккера*).

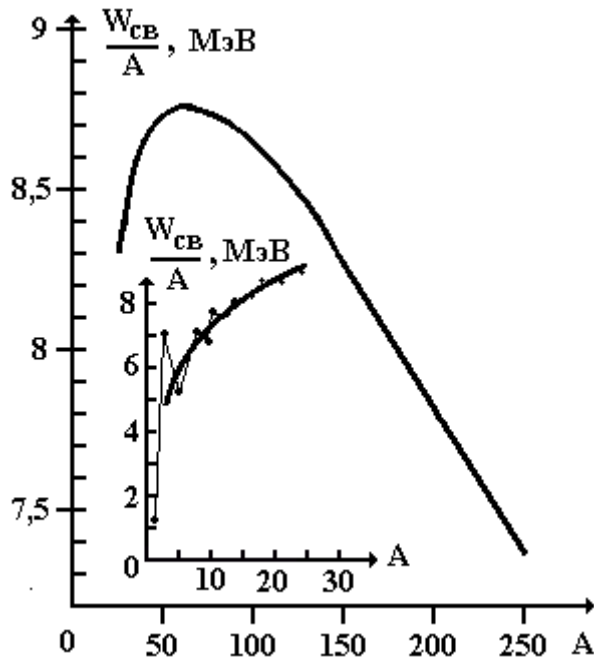


Рис. 11.2

выделением ядерной энергии синтеза.

Напротив, для тяжелых ядер энергетически выгоден процесс деления, сопровождающийся также выделением ядерной энергии.

На этих процессах основана вся ядерная энергетика.

11.4. Реакции деления тяжелых ядер

Преобразование ядер при взаимодействии с элементарными частицами или друг с другом называют ядерными реакциями.

Ядерные реакции являются основным методом изучения структуры ядер и их свойств. Ядерные реакции подчиняются законам сохранения: электрического заряда, барионного заряда, лептонного заряда, энергии, импульса и др.

Например, закон сохранения барионного заряда сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется в результате ядерной реакции.

Недавно установлено, что факт существования современной Вселенной (Метагалактики) связан с нарушением законов симметрии, т. е. существует барионная асимметрия Вселенной по отношению к барионам и антибарионам.

Ядерные реакции характеризуются *эффективным сечением реакции*

$$\sigma = w_j \sigma_0, \quad (11.7)$$

где $\sigma_0 = \pi R^2$, а вероятность ядерной реакции

Удельная энергии связи мало меняется при переходе от ядра к ядру и равна ~ 8 МэВ. Удельная энергия связи имеет максимум при $A = 56$ (ядро железа). Этот максимум составляет $\sim 8,8$ МэВ.

Замедление роста удельной энергии связи с последующим ее снижением для малых A связано с поверхностной энергией, а затем (с ростом A) – с кулоновским отталкиванием.

Из графика видно, что для легких ядер энергетически выгоден процесс слияния их с

$$W = \sigma_0 v n_0 \quad (11.8)$$

Выход ядерной реакции W – отношение числа актов ядерной реакции ΔN к числу частиц N , упавших на 1 см^2 мишени, т. е.

$$W = \frac{\Delta N}{N} = \sigma n, \quad (11.9)$$

где n – концентрация ядер.

Многие ядерные реакции при невысоких энергиях проходят через стадию образования *составного ядра*.

Например, чтобы нейтрон пролетел сквозь ядро со скоростью $10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, не испытав столкновений, требуется время $\approx 10^{-22}$ с, которым пользуются для определения длительности ядерных процессов, происходящих в ядре.

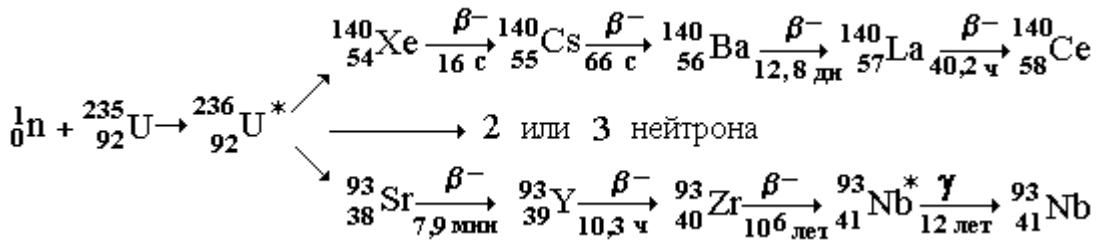
При уменьшении скорости нейтрона увеличивается время взаимодействия его с ядром, что повышает вероятность захвата нейтрона ядром, так как эффективное сечение обратно пропорционально скорости частицы ($\sigma \sim 1/v$).

Если суммарная энергия нейтрона и исходного ядра лежит в области расположения энергетических полос составного ядра, то вероятность образования квазистационарного уровня энергии составного ядра особенно велика. Сечение ядерных реакций при таких энергиях частиц резко возрастает, образуя резонансные максимумы.

В таких случаях ядерные реакции называют *резонансными*. Резонансное сечение захвата тепловых (медленных) нейтронов ($kT \approx 0,025$ эВ) может $\sim 10^6$ раз превосходить геометрическое сечение ядра $\sigma_0 = \pi R^2$.

Захватив частицу, составное ядро находится в возбужденном состоянии в течение $\sim 10^{-14}$ с, затем испускает какую-либо частицу. Известно несколько каналов радиоактивного распада составного ядра. Возможен также и конкурирующий процесс - радиационный захват, когда после захвата ядром частицы оно переходит в возбужденное состояние, затем, испустив γ – квант, переходит в основное состояние. При этом также может образоваться составное ядро.

Процесс деления радиоактивного урана изучен довольно хорошо. Точно измерено эффективное сечение реакции σ деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами – $\sigma \approx 582$ б ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$). Предсказать путь реакции деления радиоактивного урана невозможно. Известно, что ядро урана делится примерно 50 различными способами, причем вероятности их сильно различаются, но не превышают 8% каждый. Один из способов деления может быть таким, как представлено на схеме, где над стрелкой β^- – бэта–минус распад; под стрелкой – период полураспада; звездочка вверху справа ядра элемента – возбужденное ядро.



Силы кулоновского отталкивания между положительно заряженными частицами ядра (протонами) не способствуют, а препятствуют выходу этих частиц из ядра. Это вызвано влиянием *центробежного барьера*, т. к. силам отталкивания соответствует положительная энергия. Она увеличивает высоту и ширину кулоновского потенциального барьера. Выход положительно заряженной частицы из ядра есть *подбарьерный процесс*.

Он тем менее вероятен, чем выше и шире потенциальный барьер. Особенно это характерно для средних и тяжелых ядер.

Например, ядро изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, захватив нейтрон, образует составное ядро ${}^{236}_{92}\text{U}$, которое переходит в сильно возбужденное состояние, затем разделяется на две части.

Под действием кулоновских сил отталкивания эти части разлетаются с большой кинетической энергией ~ 200 МэВ, так как в этом случае электрические силы превосходят ядерные силы притяжения.

При этом осколки радиоактивны и находятся в возбужденном состоянии. Переходя в основное состояние, они испускают мгновенные и запаздывающие нейтроны, а также γ – кванты и др. частицы.

Вылетевшие нейтроны называют вторичными.

Из всех выделяющихся при делении ядер освобождается мгновенно $\sim 99\%$ нейтронов, а на долю запаздывающих нейтронов приходится $\sim 0,75\%$.

Несмотря на это, запаздывающие нейтроны используют в ядерной энергетике, так как они позволяют осуществить *управляемые ядерные реакции*.

Согласно капельной модели ядра ядерную реакцию можно представить схематически (рис. 11.3).

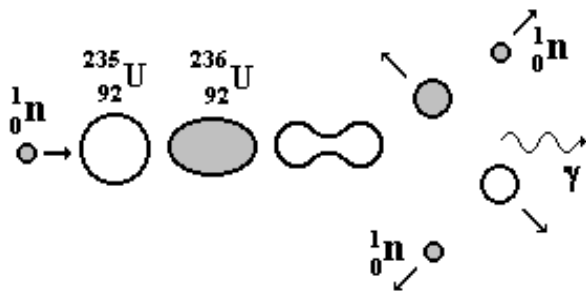


Рис. 11.3

Наиболее вероятно деление урана ${}^{236}_{92}\text{U}$ на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого. Это объясняется влиянием ядерных нейтронных оболочек, так как ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в каждом из осколков было близко к одному из магических чисел – 50 или 82. В качестве таких осколков

могут быть, например, ядра ${}_{36}^{87}\text{Kr}$, ${}_{38}^{93}\text{Sr}$, ${}_{54}^{137}\text{Xe}$. На кривой потенциальной энергии $W_p = W_p(r)$ существует максимум,

характеризующий высоту потенциального барьера, который должен быть преодолен, чтобы произошло деление ядра (рис. 11.4).

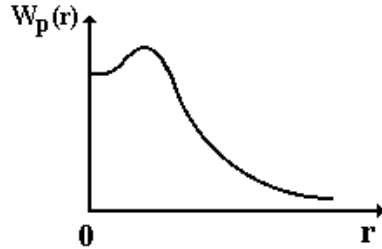


Рис. 11.4

Разность между максимальным значением потенциальной энергии $W_p(r)$ и ее значением при $r = 0$ для стабильных ядер называют *энергией активации*. Для деления ядра необходимо сообщить ему энергию, не меньшую энергии активации, которую приносят нейтроны, при поглощении которых, образуются возбужденные

составные ядра.

Исследования показали, что ядра изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$ испытывают деление после захвата любых, в том числе и тепловых, нейтронов. Для деления же изотопа урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ требуются быстрые нейтроны с энергией >1 МэВ.

Такое различие в поведении ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$ и ${}_{92}^{238}\text{U}$ связывают с эффектом спаривания нуклонов. Возможно и спонтанное деление радиоактивных ядер при отсутствии внешнего возбуждения. В этом случае деление ядра может произойти путем просачивания продуктов деления через потенциальный барьер за счет туннельного эффекта.

Другой характерной особенностью ядерных реакций, протекающих через составное ядро при определенных условиях, является симметрия в системе центра масс углового распределения разлетающихся частиц, которые образуются при распаде составного ядра. Возможны и прямые ядерные реакции, например,

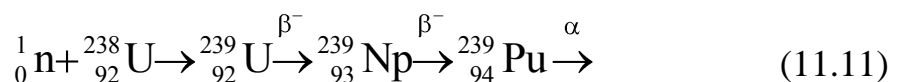


используемая для получения нейтронов.

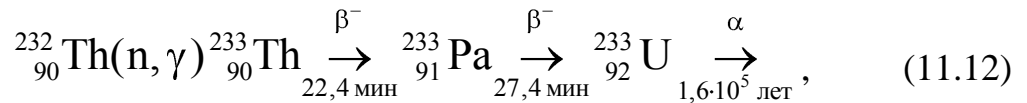
При делении тяжелых ядер освобождается энергия, равная в среднем 200 МэВ на каждое делящееся ядро, называемая *ядерной, или атомной энергией*. Получение такой энергии производится в ядерных реакторах.

Естественный уран содержит 99,3% изотопа ${}_{92}^{238}\text{U}$ и 0,7% изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$, который и является ядерным горючим. Изотопы урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ и тория ${}_{90}^{232}\text{Th}$ являются сырьевыми материалами, из которых искусственно получают изотоп ${}_{92}^{233}\text{U}$ и изотоп ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, являющиеся также ядерным топливом и в естественном состоянии в природе не встречающиеся.

Изотоп плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ получают, например, в реакции



Изотоп урана ${}^{233}_{92}\text{U}$ – в реакции



где ${}^{232}_{90}\text{Th}(n, \gamma) {}^{233}_{90}\text{Th}$ означает реакцию



Изотопы ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$ и ${}^{232}_{90}\text{Th}$ делятся только быстрыми нейтронами с энергией > 1 МэВ.

Важной величиной, характеризующей делящееся ядро, является среднее число вторичных нейтронов, которое для *осуществления цепной ядерной реакции деления* атомных ядер должно быть не менее двух. В таких реакциях атомных ядер воспроизводятся нейтроны. Цепная реакция практически осуществляется на обогащенном уране в *ядерных реакторах*. В обогащенном уране содержание изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, путем разделения изотопов доведено до 2 – 5%. Объем, занимаемый делящимся веществом, называют *активной зоной* реактора.

Для естественного урана коэффициент размножения тепловых нейтронов $k = 1,32$. Для уменьшения скорости быстрых нейтронов до скорости тепловых используют замедлители (графит, воду, бериллий и др.).

Существуют различные виды ядерных реакторов в зависимости от назначения и мощности.

Например, экспериментальные реакторы для получения новых трансурановых элементов и др. В настоящее время в ядерной энергетике используют *реакторы–размножители (бридерные реакторы)*, в которых происходит не только выработка энергии, но и расширенное воспроизводство делящегося вещества.

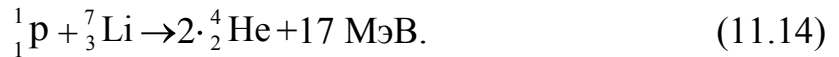
В них применяют обогащенный уран с достаточно высоким содержанием до 30% изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$. Такие реакторы – *размножители* используют для выработки энергии на атомных электростанциях.

Основным недостатком атомных электростанций является накопление радиоактивных отходов. Однако по сравнению с электростанциями на угольном топливе атомные электростанции более экологически чистые.

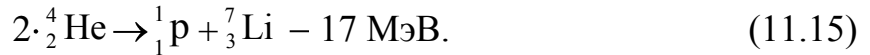
11.5. Термоядерный синтез легких элементов

Ядерные реакции могут протекать с выделением или поглощением энергии Q , которая превышает в 10^6 раз энергию при протекании химических реакций.

Если $Q > 0$, происходит выделение энергии (*экзотермическая реакция*).
Например,



При $Q < 0$ наблюдается поглощение энергии (*эндотермическая реакция*). Например,



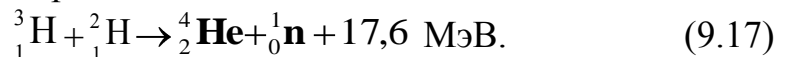
Термоядерные реакции - реакции слияния (синтеза) легких ядер, протекающие при высоких температурах ($\sim 10^8 \text{ K}$ и выше).

Высокие температуры, т. е. большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления кулоновского отталкивания. Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил. В природных условиях термоядерные реакции протекают в недрах звезд. Для осуществления термоядерной реакции в земных условиях необходимо сильно разогреть вещество либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо импульсом лазерного излучения большой мощности и др.

В настоящее время удалось осуществить слияние двух дейтронов:



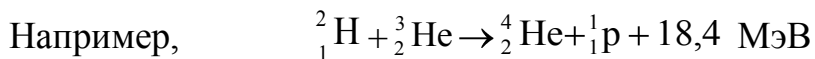
и синтез тритона и дейтрона



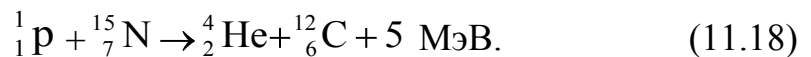
Термоядерные реакции в крупных масштабах осуществлены пока только в испытательных взрывах термоядерных (водородных) бомб.

Осуществить термоядерные реакции в мирных целях пока не удалось, хотя идут интенсивные работы по *управляемому термоядерному синтезу (УТС)*, с которым связаны надежды на решение энергетических проблем человечества, поскольку дейтерий, содержащийся в морской воде, представляет собой практически неисчерпаемый источник горючего для УТС.

Экологически чистыми являются термоядерные реакции с участием изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$.



или



Однако на Земле изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$ практически нет, но зато, предполагают, его много на Луне. Термоядерные реакции осуществляют в ядерных реакторах – системах закрытого типа, например, *токамак*, *стелларатор*, в которых удержание высокотемпературной плазмы осуществляется: магнитным полем (магнитные ловушки), или с использованием импульсных лазеров, работы с которыми были начаты в 1964 г, или *мюонным катализом (холодный термоядерный синтез)* и др.

Рассмотрим УТС за счет нагревания термоядерной мишени мощными лазерными импульсами. В отличие от систем с магнитным удержанием не плотной высокотемпературной плазмы, в этой системе сжатие плазмы до сверхвысоких плотностей, чтобы реакция синтеза легких ядер успела произойти за короткое время (микроядерные взрывы), производится лазерными импульсами следующим образом. На термоядерную мишень –

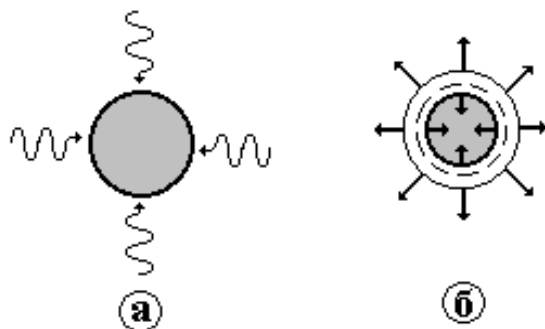


Рис. 11.5

полый стеклянный или металлический шарик диаметром 0,1–1 мм с толщиной стенок $\sim 10^{-6}$ м, наполненный газовой смесью дейтерия и трития под давлением нескольких атмосфер – фокусируют одновременно несколько лазерных импульсов длительностью $\sim 10^{-9}$ с и суммарной энергией $10^4 - 10^5$ Дж (рис. 11.5, а). Под действием лазерных импульсов высокой интенсивности

$$\left(J \approx 10^{16} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right)$$

происходит бурное (взрывное) испарение оболочки мишени.

Возникает, так называемая корона, стремительно расширяющаяся во все стороны навстречу лазерным импульсам (рис. 11.5, б). Согласно закону сохранения импульса внутренние слои мишени стремительно движутся к центру, сжимаясь, уплотняясь и нагреваясь до температуры, необходимой для термоядерного синтеза дейтерия с тритием (рис. 11.5, б). В результате термоядерной реакции удалось получить поток нейтронов до 10^6 на один микровзрыв.

11.6. Радиоактивность

Способность некоторых атомных ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием частиц называют радиоактивностью.

Естественная радиоактивность открыта Беккерелем в 1896 г.

Существует около 300 природных, радиоактивных ядер.

Искусственная радиоактивность впервые наблюдалась в 1934 г Ирен и Фредериком Жолио-Кюри. Искусственно радиоактивных ядер открыто около 2000. Искусственная радиоактивность позволила открыть β^+ – распад, К – захват и существование запаздывающих нейтронов. К радиоактивным превращениям относятся: α –распад, β –распад [с испусканием электрона (β^- –распад), с испусканием позитрона (β^+ –распад) и К–захват (захват ядром орбитального электрона)], а также спонтанное деление атомных ядер, протонный и двухпротонный распады и др. В случае β –распада большое время жизни ядер обусловлено природой слабого взаимодействия,

ответственного за этот распад. Остальные виды радиоактивных процессов вызваны сильным взаимодействием. Замедление таких процессов связывают с наличием потенциальных барьеров, затрудняющих вылет частиц из ядра.

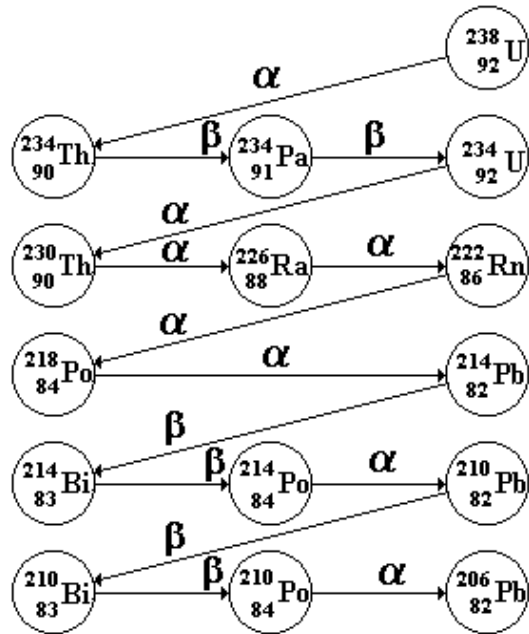
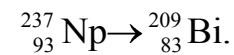
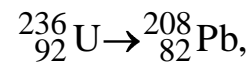
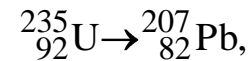
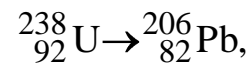


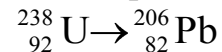
Рис. 11.6

Радиоактивность часто сопровождается γ – излучением, возникающим в результате переходов между различными квантовыми состояниями одного и того же материнского ядра.

Существует четыре природных радиоактивных ряда (семейства):



Радиоактивный ряд



приведен на рис. 11.6

Внешние условия (давление, температура, химические реакции и пр.) на ход радиоактивных превращений не оказывают никакого влияния, так как все процессы совершаются внутри ядер.

11.7. Закон радиоактивного распада

По своей природе радиоактивность не отличается от распада составных ядер и представляет собой частный случай ядерных реакций.

Состав радиоактивных ядер постоянно расширяется. К радиоактивным относятся все ядра с временем жизни от 10^{-9} с до 10^{22} с.

Как всякий квантовый процесс, радиоактивность – явление статистическое и характеризуется вероятностью протекания в единицу времени, т.е. *постоянной распада* λ .

Если взять большое число N радиоактивных ядер, то за единицу времени из них распадается в среднем λN ядер.

Это произведение характеризует интенсивность излучения радиоактивного вещества, содержащего N радиоактивных ядер; его называют *активностью*, т. е.

$$a = a_0 e^{-\lambda t},$$

где $a_0 = \lambda N$ – начальная активность.

В СИ единицей активности является распад в секунду (расп/с).

Используется также внесистемная единица кюри (Ку): $1 \text{ Ку} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/с}$

или внесистемная единица активности – резерфорд (Рд): $1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ расп/с}$.

Пусть в момент времени t число радиоактивных ядер N . По определению активности и с учетом убыли ядер при распаде, имеем

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N. \quad (11.19)$$

Решением этого дифференциального уравнения является функция вида

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11.20)$$

где N_0 – число радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$ (рис. 11.7).

Формулу (11.20) называют *законом радиоактивного распада*.

Найдем *период полураспада* $T_{\frac{1}{2}}$ и *среднее время жизни* τ радиоактивного ядра.

Величину $T_{\frac{1}{2}}$ определяют как время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое, т. е.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}}$$

или

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (11.21)$$

Согласно (11.19) и (11.20) количество ядер, распавшихся за промежуток времени от t до $t + dt$,

$$dN = \lambda N dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

или

$$\frac{dN}{N_0} = \lambda e^{-\lambda t} dt.$$

Поэтому время жизни ядра

$$\tau = \int_0^{\infty} t \frac{dN}{N_0} = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt.$$

После интегрирования

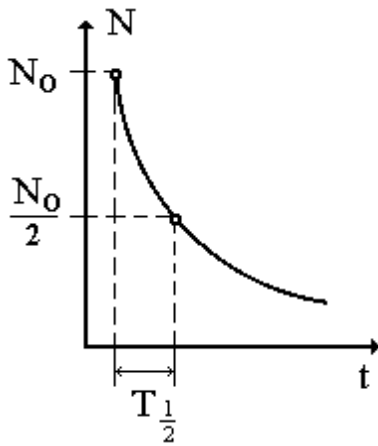


Рис. 9.7

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (11.22)$$

Используя (9.21) и (9.22), имеем

$$T_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2. \quad (11.23)$$

Статистический закон радиоактивного распада при наличии большого числа радиоактивных атомов – практически абсолютно точный закон. На его принципе работают “ атомные часы”, служащие, например, в геологии и археологии, для измерения возраста горных пород и предметов деятельности древнего человека.

«Атомными часами» для определения возраста Земли, могут служить, например, долгоживущие ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ (период полураспада $4,56 \cdot 10^9$ лет) и ${}_{90}^{232}\text{Th}$ (период полураспада $14 \cdot 10^9$ лет). В настоящее время определенный таким способом возраст Земли $\sim 4,5 \cdot 10^9$ лет.

11.8. Альфа-распад

Испускание радиоактивным ядром α -частицы (ядро изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$) называют α -распадом. Масса α -частицы $m_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-27}$ кг содержит два протона и два нейтрона. Спин и магнитный момент равняются нулю. Энергия связи $W_{\text{св}} = 28,11$ МэВ. Опытным путем установлено, что α -частицы испускаются только тяжелыми ядрами с $Z \geq 82$. При α -распаде массовое число A радиоактивного ядра уменьшается на четыре единицы, а заряд Z – на две (*правило Содди и Фаянса*):



где ${}^A_Z\text{X}$ – исходное (материнское) радиоактивное ядро; ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ – новое (дочернее) радиоактивное ядро. Энергия, выделяющаяся при α -распаде,

$$Q = [M_A - M_{A-4} - M_\alpha]c^2, \quad (11.25)$$

где M_A – масса материнского ядра; M_{A-4} – масса дочернего ядра; M_α – масса α - частицы.

Энергетическое условие возможности α -распада заключается в том, чтобы энергия связи ($-Q < 0$) α -частицы относительно материнского ядра была отрицательна. Время жизни α -радиоактивных ядер лежит в пределах от $3 \cdot 10^{-7}$ с (например, ${}^{204}_{82}\text{Pb}$ – изотоп свинца) до 10^{17} лет (например, ${}^{212}_{94}\text{Po}$ – изотоп полония). Кинетическая энергия вылетевших из ядра α -частиц изменяется от 1,83 МэВ до 11,65 МэВ. Пробег α -частиц с типичной кинетической энергией $W_k = 6$ МэВ составляет в воздухе 5 см, а в алюминии – 0,05 мм. Спектр излучения α -частиц – *линейчатый*, представляет собой

моноэнергетические линии, соответствующие переходам на различные энергетические уровни дочернего ядра. Вероятность α -распада и ее зависимость от энергии α -частицы и заряда ядра, определяется кулоновским барьером. Теория α -распада предложена Гамовым (1927 г), в ней рассматривается движение α -частицы в потенциальном ящике с барьером (рис. 11.8, пунктирная линия). Так как, энергия α -частиц составляет 4,76–10 МэВ, а высота кулоновского барьера 25 – 30 МэВ, то

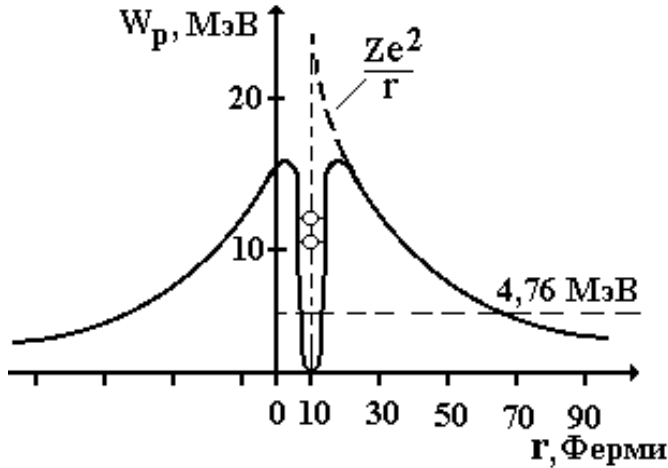


Рис. 9.8

вылет α -частиц из ядра может происходить только за счет туннельного эффекта. Вероятность этого процесса определяется проницаемостью барьера.

Если потенциальная энергия барьера больше полной энергии W вылета α -частицы ($W_p > W$), то говорят о ее *подбарьерном прохождении*. Если потенциальная энергия барьера меньше полной энергии вылета α -частицы ($W_p < W$), то говорят о ее *надбарьерном прохождении*. Следовательно,

α -распад – подбарьерное прохождении α -частицы. Внутри барьера деление полной энергии W на кинетическую и потенциальную лишено смысла.

Далеко за пределами ядра движение α -частицы – классическое, а вся ее энергия – кинетическая. Если α -частица вылетает из ядра, имея орбитальный момент импульса ($\ell \neq 0$), то перейдя в систему отсчета, вращающуюся вместе с частицей, необходимо добавить к кулоновской потенциальной энергии $W_{\text{кул}}$ центробежную потенциальную энергию

$$W_{\text{цб}} = \frac{L^2}{2mr^2}, \tag{11.26}$$

где $L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell + 1)}$, (L – орбитальный момент импульса).

Центробежный барьер создается центробежной силой, а она стремится удалить α -частицу от ядра, т. е. эта сила должна способствовать α -распаду, что было бы верно, если бы происходил надбарьерный процесс.

Однако α -распад является подбарьерным процессом.

Поэтому центробежная сила повышает потенциальный барьер и увеличивает его ширину: она уменьшает постоянную распада и увеличивает

период полураспада. Современный подход к описанию α -распада опирается на методы, используемые в квантовой теории ядерных реакций.

Анализ экспериментальных данных показывает, что α -частицы не существуют в ядре все время, а с некоторой вероятностью образуются на его поверхности перед вылетом.

Корпускулярные свойства α -частиц проявляются вне ядра. Внутри ядра они проявляют волновые свойства, совершая колебания с $\nu = 4 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda = 10^{-14} \text{ м}$, $\nu \approx 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$). и наталкиваясь на стенки потенциального барьера, волны α -частиц испытывают “полное внутреннее отражение”, но иногда проникают сквозь барьер. Чем больше энергия α -частицы в ядре, тем больше вероятность, что она покинет ядро.

Почему α -частицы вылетают из ядра? Потому, что радиоактивные ядра нестабильны по своей природе. Чем объясняется моноэнергетичность вылетающих α -частиц? α -частица в ядре имеет строго определенную квантованную энергию, с которой она и движется, покинув ядро.

Период полураспада ядер определяется в основном энергией α -частиц. Чем больше эта энергия, тем меньше ширина потенциального барьера, который ей необходимо преодолеть, тем больше вероятность просочиться сквозь него и тем меньше период полураспада.

Например, $W = 4,2 \text{ МэВ}$, $T_{\frac{1}{2}} = 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}$; для полония ${}_{84}^{218}\text{Po}$ $W = 6 \text{ МэВ}$; $T_{\frac{1}{2}} = 3 \text{ мин}$. Время и место распада радиоактивных ядер определяется законом случая. Ядро – микробиъект, подчиняющийся законам квантовой механики, в которой действуют вероятностные законы.

Момент распада предсказать невозможно.

11.9. Электронный β^- -распад.

Позитронный β^+ -распад. К-захват

Бета-минус-распад – самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобару ${}^A_{Z+1} Y$. Например, при β^- -распаде нейтрон превращается в протон с испусканием антинейтрино (электронное):

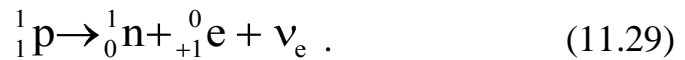


Другим примером электронного β^- -распада является распад трития:



Бета-плюс распад – самопроизвольный процесс, в котором

нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z-1} Y$ и сопровождается, например, превращением протона в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино (электронное):



Другим примером β^+ -распада является распад радиоактивного ядра изотоп углерода ${}^{11}_6 C$:



Бета-распад не внутриядерный, а внутринуклонный процесс. Спектр излучения – *сплошной*. β -распад совершается за счет слабого взаимодействия. Энергия, выделяющаяся в процессе β -распада, лежит в пределах от 0,019 МэВ до 16,6 МэВ. Период полураспада ядер при β -распаде меняется от 10^{-2} с до $4 \cdot 10^{12}$ лет.

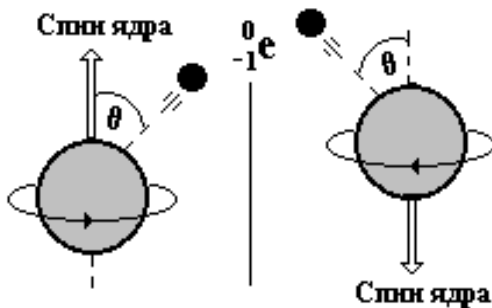


Рис. 11.9

Прямым доказательством не сохранения четности у ядер при β -распаде является то, что электрон вылетает из ядер преимущественно в направлении, противоположном направлению спина ядра (рис. 11.9). Это обусловлено не симметрией нейтрино относительно зеркального отражения, так как спин и импульс антинейтрино параллельны. Средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде составляет $\approx 10^{23}$

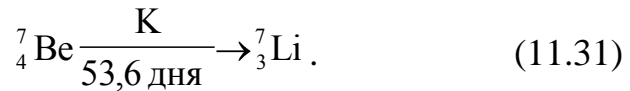
м, что намного превышает размеры звезд ($\approx 10^{15}$ м). Нейтрино и антинейтрино не участвуют в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Нейтрино не имеет электрического заряда и массы. Предполагается, что нейтрино имеет массу $14 < m_\nu < 46$ эВ, тогда роль нейтрино во Вселенной окажется значительной.

Существует проблема скрытой массы галактик (корона галактик), существование которой связывают с нейтрино.

Масса короны превосходит массу видимого вещества галактик. К-захват (электронный захват) – процесс, в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки атома.

Обычно электрон захватывается из К-слоя, L-слоя и т. д.

Электронный захват всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Примером К-захвата может служить распад изотопа бериллия



11.10. Гамма-излучение. Эффект Мессбауэра

Гамма-лучами называют электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбужденного состояния в более низкие энергетические состояния.

В этом процессе число протонов и нейтронов в ядре не изменяется. Спектр γ -излучения – *дискретный*, что связано с квантование энергетических уровней в ядре. Энергия γ – квантов, испускаемых атомными ядрами, изменяется от 10 кэВ до 5 МэВ.

Длина волны γ -квантов $10^{-11} \geq \lambda \geq 10^{-13}$ м.

Процесс излучения γ -кванта нуклоном в ядре сопровождается обменом импульсом последнего не только с рассматриваемым нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Следовательно, испускание γ -квантов – процесс внутриядерный, а не внутринуклонный.

Возможны и каскадные испускания возбужденным ядром нескольких γ -квантов. Возбужденные ядра, способные к γ -излучению, могут возникать также в результате предшествующих α - и β -распадов.

Однако возбужденное ядро может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -квантов, но и путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из электронов атомных оболочек.

Такой процесс называют *внутренней конверсией*.

Электроны внутренней конверсии *моноэнергетичны*, что и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β^- - распаде ядер, спектр излучения которых непрерывен.

Внутренняя конверсия сопровождается рентгеновским излучением, которое возникает в результате переходов электрона с вышележащих атомных слоев и оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии.

Вероятность испускания возбужденным ядром γ -кванта в сильной степени зависит от направления спинов начального и конечного состояний ядра.

Гамма-излучение нашло применение в эффекте Мессбауэра.

Например, гамма-излучение возникает при переходе изотопа железа ${}^{57}_{26}\text{Fe}^*$ из возбужденного состояния (период полураспада $T_{1/2} = 10^{-7}$ с) в основное – не возбужденное ${}^{57}_{26}\text{Fe}$.

При этом ядро теряет энергию $W_0 = 14,4$ кэВ.

Гамма-квант уносит с собой энергию $\varepsilon_\gamma = W_0 - \Delta W$, где

$$\Delta W = \frac{W_0^2}{2m_{\text{я}}c^2}$$

– энергия отдачи, поглощаемая ядром.

Резонансное поглощение может быть осуществлено гамма-квантами с энергией $\varepsilon_{\gamma}^* = W_0 + \Delta W = \varepsilon_{\gamma} + 2\Delta W$.

γ -квант имеет узкую ширину линий испускания и поглощения ($\Delta\varepsilon \ll \Delta W$). Чтобы устранить эффект отдачи поглощаемым ядром, в 1958 г. Мессбауэр предложил использовать радиоактивный распад ядер, введенных в кристалл.

Эффект Мессбауэра заключается в резонансном излучении (поглощении) γ -излучения без отдачи энергии ядром.

В этом случае при низких температурах (ниже дебаевских) отдачу будет испытывать весь кристалл в целом, а так как масса кристалла много больше массы отдельного ядра, то процессы испускания и поглощения будут происходить практически без потерь энергии на отдачу.

Первоначальные опыты Мессбауэра, выполненные на изотопе иридия $^{191}_{77}\text{Ir}$ при температуре $T = 88 \text{ K}$, давали относительно большое отношение ширины спектральной линии Γ и энергии перехода W_0 ($\Gamma/W_0 \approx 4 \cdot 10^{-11}$). Принципиальная схема опыта для наблюдения эффекта Мессбауэра приведена на рис. 11.10.

Источник резонансного γ -излучения медленно вращается по окружности относительно поглотителя П. За поглотителем П расположен счетчик γ -излучения С.

В опыте измеряется зависимость скорости счета от скорости движения источника в моменты приближения и удаления его от поглотителя.

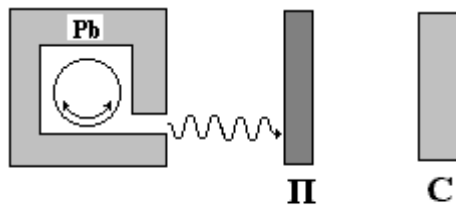


Рис. 11.10

При быстром движении источника линия испускания сдвигается относительно линии поглощения и резонанс не наблюдается.

При уменьшении скорости движения источника обе эти линии сближаются, а при их совпадении появляется острый максимум поглощения (рис. 11.11).

Это проявляется в резком уменьшении скорости счета.

Значительно лучшие результаты удалось получить при использовании возбужденного изотопа железа $^{57}_{26}\text{Fe}^*$ ($\Gamma/W_0 \approx 10^{-13}$) при $T = 297 \text{ K}$.

Точность результатов опыта можно повысить до 10^{-16} , если использовать возбужденный изотоп цинка $^{64}_{30}\text{Zn}^*$. Высокая точность при измерении частоты в эффекте Мессбауэра позволила исследовать сверхтонкую структуру гамма – излучения ряда ядер.

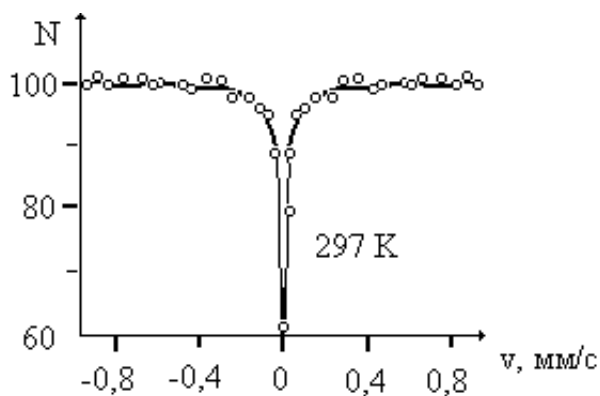


Рис.11.11

Измерены величины внутренних магнитных полей в кристаллах, значения квадрупольной связи, магнитные моменты ядер в возбужденном состоянии и т. д.

Эффект Мессбауэра был использован для проверки смещения спектральных линий в гравитационном поле в соответствии с общей теорией относительности (гравитационное

красное смещение).

11.11. Ядерные колебания в кристалле и когерентность

Несмотря на различие физической природы колебательных систем: механических, акустических, электромагнитных, оптических, атомных, ядерных и элементарных частиц, их всех объединяет существование резонанса, который наступает, когда собственная частота колебательной системы совпадает с частотой вынужденных колебаний.

Рассмотрим резонанс, который возникает при захвате γ -кванта ядерной системой идеального кристалла.

Явление поглощения и испускания возбужденными ядрами электромагнитных волн относится к ядерному гамма–резонансу.

Ядра, так же как и атомы, имеют дискретный спектр энергетических состояний. При переходе из одного состояния в другое в таких системах энергия освобождается или поглощается квантами. Но эта энергия заключена в малом интервале, который называют шириной ядерного уровня, так что $\delta\nu / \nu \approx 10^{-13}$, где ν – частота излучения, т. е. излучение ядер характеризуется более высокой монохроматичностью, чем лазерное излучение.

Однако, осуществить ядерный гамма-резонанс в пределах естественной полосы излучения, оказалось невозможным по ряду причин.

Первая причина заключается в том, что поглощающее и излучающее ядра сами участвуют в колебательном движении кристаллической решетки.

Поэтому γ -квант, излученный в направлении движения ядра, имеет более высокую энергию, чем γ -квант, излученный против движения, что

объясняется *эффектом Доплера*.

Следовательно, в силу этого полоса частот, излучаемая (и поглощаемая) колеблющимся ядром, размывается $\sim 10^6$ раз по сравнению с естественной шириной ядерной энергетической линии δW .

Другая причина заключается в том, что ядро при излучении γ -кванта испытывает отдачу. Поскольку масса ядра мала, а энергия γ -кванта велика, то эффект отдачи весьма ощутим.

Возбужденное ядро после испускания γ -кванта опускается на более низкий энергетический уровень. При этом изменение энергии также превышает естественную ширину полосы излучения $\sim 10^6$.

Соответственно по тем же причинам для возбуждения ядра необходима такая же энергия.

Таким образом, γ -квант, освобожденный при переходе ядра из возбужденного состояния в основное, может быть захвачен другим ядром, если его энергия лежит в пределах ширины ядерного резонанса.

Естественная ширина резонанса обусловлена уширением энергетического уровня ядра ΔW в возбужденном состоянии.

Из-за тепловых колебаний ядер в кристалле и отдачи при испускании или поглощении γ -кванта естественная полоса частот излучения значительно уширяется и смещается из частоты резонанса на величину ε ($\Delta W \sim \varepsilon \sim 10^6 \delta W$). Для такого излучения резонанс возможен лишь за счет перекрытия спектров испускания и поглощения (рис. 11.12).

Только некоторая часть γ -квантов может излучаться и поглощаться ядрами кристаллов без отдачи в пределах естественной ширины резонанса δW .

Открытие *эффекта Мессбауэра* позволило наблюдать ядерный гамма-резонанс без отдачи.

Это обстоятельство лежит в основе того, что в спектре ядерного возбуждения в кристаллах наряду с уширенной энергетической линией существует энергетическая линия естественной ширины (рис. 11.12, линия 1).

При рассеянии γ -квантов ядрами в кристалле, в результате когерентности, возникает дифракционная картина, т. е. γ -кванты, падающие на кристалл, могут переизлучиться лишь в строго определенных направлениях.

Наблюдение дифракции γ -квантов указывает на то, что возбуждение, возникающее в ядерной системе при захвате частицы, относится не к отдельному ядру, а ко всей ядерной решетке в целом.

Применяя закон о *суперпозиции состояний* к ядерной кристаллической решетке, можно характеризовать каждое коллективное состояние как суперпозицию многих состояний, в каждом из которых возбуждено одно из ядер, но конкретно какое заранее предсказать невозможно.

Электромагнитное поле, которое несет в себе γ -квант, объединяет все ядра в единый "коллектив", при этом проявляется строгая согласованность фаз ядерных возбуждений в пространстве и времени.

Однако согласование фаз (когерентность) в процессе рассеяния сохранится только в том случае, если не

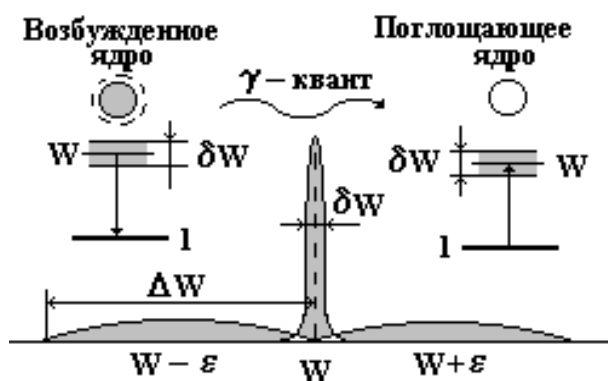


Рис. 11.12

будет потеряна "память" о фазе поглощенного кванта за время пребывания ядер в возбужденном состоянии.

Существование дифракции γ -квантов на ядерной решетке показывает, что это условие полностью выполняется.

Когда энергия γ -кванта равна энергии ядерного перехода, то γ -квант захватывается и ядро переходит в возбужденное состояние.

Это состояние нестабильно и спустя некоторое время ядро возвращается в нормальное состояние. Например, для ядра ^{57}Fe время жизни в возбужденном состоянии составляет $\tau \sim 1,42 \cdot 10^{-7}$ с.

В процессе этого перехода энергия возбуждения или уносится с испущенным γ -квантом или передается одному из электронов атомной оболочки, что приводит к выбиванию электрона из атома (этот процесс называют *внутренней электронной конверсией*).

Если энергия ядерного уровня менее 100 кэВ, то процесс внутренней электронной конверсии энергетически более выгоден, чем излучение γ -кванта.

Это зависит от структуры конкретного атома, состояния внутриядерного движения нуклонов (протонов и нейтронов), которое определяет положение и ширину ядерного резонансного уровня, времени жизни ядра в возбужденном состоянии, наличие разных каналов высвобождения энергии и соотношение вероятностей распада по разным каналам.

Так как память о фазе при резонансном рассеянии γ -кванта в коллективе ядер не теряется, то когерентные эффекты приводят к возникновению дифрагированной волны.

Если выбрать такой угол падения γ -кванта на кристалл, при котором рассеянные в определенном направлении вторичные волны будут находиться в одной фазе, то при сложении с первичной волной возникает сложное волновое поле, характеризующееся периодичностью в чередовании зон с большой амплитудой волны и зон, где амплитуда волны равна нулю.

Если ядра оказываются в зонах с нулевой амплитудой, то никакого их

возбуждения не происходит. В этом случае энергия γ -кванта переносится полем через кристалл без поглощения. Если вне кристалла поток энергии γ -квантов распределен в пространстве однородно, то внутри кристалла в условиях резонансной дифракции на ядерной решетке он концентрируется между атомными плоскостями (рис. 11.13).

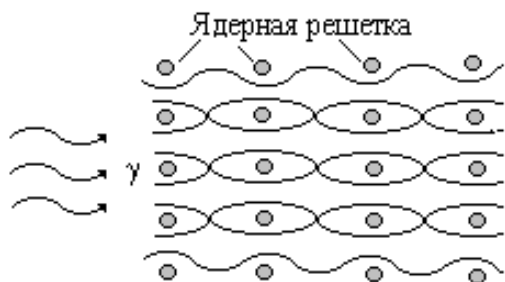


Рис. 11.13

Процесс электронной конверсии при этом оказывается полностью закрытым и остается только излучательный канал, который за счет когерентного рассеяния резко усиливается.

Время жизни коллективного возбужденного состояния сокращается по сравнению со временем жизни отдельного возбужденного ядра.

Соответственно это приводит к увеличению мощности излучения (подобно сверхизлучению).

Похожее явление встречается при распространении звуковых колебаний.

Например, если взять два одинаковых камертона, то длительность их совместного звучания в два раза меньше, чем каждого в отдельности.

Этот эффект объясняется взаимным влиянием камертонов друг на друга, осуществляемым через звуковое поле.

Вид и структура волнового поля, связанного с гамма-излучением, сильно зависит от пространственной конфигурации, от внутренних магнитных и электрических полей кристалла.

В зависимости от ориентации магнитных и электрических полей в местах расположения ядер возникают фазовые соотношения волн рассеянных ядрами в кристалле.

На структуру волнового поля влияет также состояние его поляризации. В состоянии поляризации находит свое отражение упорядочение внутрикристаллических полей.

Вид поляризации (линейная, круговая, эллиптическая) зависит от того, как колеблется электрический вектор.

Таким образом, при ядерном гамма-резонансе в ядерной кристаллической решетке проявляются физические явления: подавление электронной конверсии, усиление излучательного канала, высокая чувствительность к внутренней структуре электрических и магнитных полей в кристалле. Возможность усиления излучательного канала в ядерном γ -резонансном рассеянии и подавлении неупругого конверсионного канала привели к созданию качественно новых источников коротковолнового излучения, которые генерируются в накопительных кольцах – ускорительной

установке. Двигаясь с ускорением по криволинейной траектории в магнитном поле, электроны излучают электромагнитные волны (*синхротронное излучение*). Спектр этого излучения занимает диапазон от видимого света до области рентгеновских и гамма-лучей. Синхротронное излучение характеризуется высокой спектральной яркостью, особенно в диапазонах ультрафиолетовых и рентгеновских лучей. Если в жесткой части синхротронного излучения содержатся кванты, имеющие энергию, близкую к энергии ядерного перехода, то ядерный резонанс в кристалле можно возбудить.

Следовательно, ядра, возбужденные синхротронным излучением, становятся источником высоко монохроматизированного гамма-излучения.

Однако при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом происходит рассеяние излучения на электронах, экранирующих ядра.

Эффективность фильтрации при рассеянии синхротронного излучения на отдельных атомах, содержащих резонансные ядра, оказывается низкой.

Причина заключается в том, что в электронном рассеянии принимает участие все падающее излучение, так как сечение электронного рассеяния не зависит от энергии излучения, а в ядерном рассеянии – лишь малая часть, в пределах ширины резонанса. Поэтому полезный сигнал перекрывается фоном нерезонансного рассеянного излучения. Другой причиной снижающей эффективность фильтрации, о которой говорилось выше, считается существование канала внутренней конверсии.

Например, возбужденное ядро атома железа в девяти случаях из десяти передает энергию электрону.

В итоге эффективность использования вторичного монохроматического излучения снижается $\sim 10^4$ раз. Однако существование коллективного ядерного гамма-резонанса, который полностью подавляет процесс внутренней электронной конверсии, позволяет с минимальными потерями отфильтровывать кванты в резонансной полосе энергий.

Вследствие когерентного рассеяния на ядерной решетке направленность вылета вторичных γ -квантов возрастает до такой степени, что генерированное монохроматическое излучение может быть использовано полностью. Особенностью ядерного резонансного рассеяния является сильная зависимость фазы волны, рассеянной на ядре, от ориентации магнитного момента ядра по отношению к направлениям падения и рассеяния волн.

В электронном канале зависимости от ориентации магнитных моментов электронов нет. В этом случае направление угла дифракции определяются не только взаимным пространственным расположением атомов, но и типом структурного упорядочения магнитных полей в кристалле.

Когда конфигурация магнитного поля внутри кристалла отличается от структуры атомной решетки, то возникают направления, по которым

синхротронное излучение рассеивается исключительно за счет ядерного резонанса (рис. 11.14).

Возникающие чисто ядерные рефлекссы призваны сыграть важную роль в фильтрации узких полос спектра синхротронного излучения.

Следовательно, коллективный ядерный гамма-резонанс, позволяет повысить монохроматичность жесткого электромагнитного излучения.

Появляется возможность получать излучение с разбросом по энергии от единиц до сотен (если его измерять естественной шириной ядерного резонансного уровня).

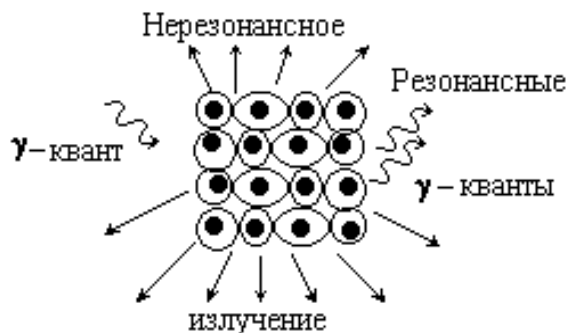


Рис. 11.14

В зависимости от выделенной ширины полосы спектра это может быть либо мессбауэровское, либо сверхмонохроматизированное рентгеновское излучение.

Это дает возможность получать значительно более точные данные об энергетических состояниях твердых тел, в частности, о спектрах колебаний кристаллической решетки,

электронных спектрах и т. п. Большая длина когерентности излучения от 10 см до метров позволяет построить рентгеновский интерферометр высокого разрешения. С помощью синхротронного мессбауэровского излучения можно исследовать тонкую структуру внутрикристаллических электрических и магнитных полей, изучать поверхностный магнетизм и т. д.

История науки показывает, что исследования фундаментальных процессов и явлений в окружающем нас материальном мире приводит к открытию новых источников энергии, созданию новых технологий.

Открытие и изучение коллективного ядерного гамма-резонанса наглядно свидетельствует об этом.

11.12. Элементарные частицы

Первые сведения о том, что в природе существуют *элементарные частицы*, было получены после открытия электрона.

Согласно современным представлениям существуют микроскопические порции материи, которые не имеют внутренней структуры, но в различных комбинациях друг с другом создают все многообразие свойств живой и неживой природы.

Почему существуют элементарные частицы именно в том виде, какие они есть, пока не доказано?

В настоящее время известно более 350 элементарных частиц, у большинства из которых, кроме *фотона и лептонов*, обнаружена внутренняя

Таблица 11.1 структура.

Взаимодействие	Интенсивность	Радиус действия сил, м
Сильное	1	10^{-15}
Электромагнитное	10^{-3}	∞
Слабое	10^{-14}	$<10^{-17}$
Гравитационное	10^{-39}	∞

Анализ свойств частиц показал, что существует четыре типа фундаментальных взаимодействий:

сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.

Все они резко отличаются по интенсивности взаимодействий и радиусом действия (табл. 11.1, где интенсивность сильного взаимодействия принята за единицу).

В сильных взаимодействиях участвуют многие частицы.

Например, *нуклоны, пионы, каоны, гипероны* и др. – называют *адронами*.

Электромагнитное взаимодействие осуществляется посредством электромагнитного поля и охватывает процессы, протекающие в структурах с пространственными масштабами от 10^{-14} до 10^5 м.

К ним относятся электрические и магнитные явления, оптические, тепловые, механические и химические.

Слабые взаимодействия малы по интенсивности.

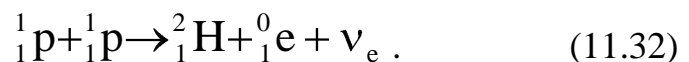
Например, поток нейтрино, которые участвуют только в слабых взаимодействиях, ослабляется незначительно, пронизывая толщи звезд.

Однако интенсивность слабых взаимодействий быстро возрастает с уменьшением расстояния между частицами.

На расстояниях $\approx 10^{-21}$ м может сравняться с интенсивностью сильного взаимодействия.

Слабые взаимодействия, несмотря на малую интенсивность, играли и играют важную роль, например, для осуществления протекания термоядерной реакции в процессе эволюции звезд при превращении водорода в гелий.

При этом возможна реакция, вызываемая только слабыми взаимодействиями:



В слабых взаимодействиях участвуют все частицы, кроме фотона.

К настоящему времени, в физике элементарных частиц, применяется теория (Вайнберг, Салам, Глэшоу), в которой электромагнитное и слабое взаимодействия объединены в *единое электрослабое взаимодействие*.

Гравитационные взаимодействия являются самыми слабыми.

В этом взаимодействии участвуют все без исключения частицы, так как

эти силы универсальны.

Силы гравитации имеют неограниченный радиус действия и всегда являются только силами притяжения.

Поэтому гравитационные силы возрастают с увеличением масс тел и особенно значительны для тел космических масштабов (планеты, звезды, галактики и т. д.). Для элементарных частиц гравитация мала, если расстояние между ними не сократится до $\approx 10^{-35}$ м. Общим свойством всех фундаментальных взаимодействий является их способность вызывать распады частиц.

Среди известных частиц особенно стабильны:

протон, фотон, электрон, позитрон, антипротон, электронное нейтрино, мюонное нейтрино и тау-нейтрино и их античастицы.

Остальные частицы либо нестабильны, либо являются резонансами.

В зависимости от принадлежности элементарных частиц к *фермионам или бозонам*, а также в зависимости от способности их участвовать в фундаментальных взаимодействиях они условно подразделяются на четыре большие группы.

Первая группа состоит только из одной *частицы - фотона*, которая является бозоном (спин $S = 1$) и совсем не участвует в сильных взаимодействиях.

Во вторую группу входят *лептоны*, которые также не участвуют в сильных взаимодействиях. Все они являются фермионами с полуцелым спином. Известно 12 лептонов:

электрон, мюон, τ -лептон, нейтрино: – электронное (ν_e), мюонное (ν_{μ}), τ -нейтрино (ν_{τ}) и их античастицы.

Третью группу составляют *мезоны*.

Они являются бозонами и участвуют в сильных взаимодействиях.

Четвертую группу образуют *барионы*, которые участвуют в сильных взаимодействиях и являются фермионами.

Мезоны и барионы называют адронами (табл. 11.2).

В физике элементарных частиц законы сохранения играют особую роль.

Кроме известных из классической физики законов сохранения, для элементарных частиц существуют еще законы сохранения, кроме электрического закона сохранения заряда Q , законов сохранения других зарядов, не электрического происхождения, а именно:

барионный B , лептонный L , второй лептонный L^ и третий лептонный L^{**} .*

Таблица 11.2

		Анти-			Изотопический	
--	--	-------	--	--	---------------	--

Название	Частица	частица	Масса, МэВ	Спин	спин, странность, шарм: T, S, C	Время жизни, с
1	2	3	4	5	6	7
Фотон	γ	γ	0	1	–	Стаб.

Лептоны ($B = 0, L = 1, L^* = 0, L^{**} = 0$)

Электрон, позитрон	e^-	e^+	0,511	$\frac{1}{2}$	–	Стаб.
Нейтрино электронное	ν_e	$\tilde{\nu}_e$	$<3,510^{-5}$	$\frac{1}{2}$	–	Стаб.

Лептоны ($B = 0, L = 0, L^* = 0, L^{**} = 0$)

Мюон	μ^-	μ^+	106	$\frac{1}{2}$	–	10^6
Нейтрино мюонное	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	0,51	$\frac{1}{2}$	–	Стаб.

Лептоны ($B = 0, L = 0, L^* = 0, L^{**} = 1$)

τ -лептон	τ^-	τ^+	1807	$\frac{1}{2}$	–	10^{-12}
τ -нейтрино	ν_τ	$\tilde{\nu}_\tau$	<250	$\frac{1}{2}$	–	–

Мезоны ($B = 0, L = 0, L^* = 0, L^{**} = 0$)

Заряженный пион	π^+	π^-	140		1, 0, 0	10^{-8}
Нейтральный пион	π^0	π^0	135		1, 0, 0	10^{-16}
Заряженный каон	K^+	K^-	494		$\frac{1}{2}, 1, 0$	10^{-8}
Нейтральный каон	K^0	\tilde{K}^0	498	0	$\frac{1}{2}, 1, 0$	10^{-9}
η – мезон	η	η	549		0, 0, 0	10^{-19}
D^+ -мезон	D^+	D^-	1868		$\frac{1}{2}, 0, 1$	–
D^0 -мезон	D^0	\tilde{D}^0	1863		$\frac{1}{2}, 0, 1$	–

Продолжение табл. 11.2

Барионы ($B = 1, L = 0, L^* = 0, L^{**} = 0$)

Протон	p	\tilde{p}	938,2		$\frac{1}{2}, 0, 0$	Стаб.
Нейтрон	n	\tilde{n}	939,6		$\frac{1}{2}, 0, 0$	10^3
Лямбда-гиперон	Λ	$\tilde{\Lambda}$	1116	$\frac{1}{2}$	$0, -1, 0$	10^{-10}
Сигма-плюс-гиперон	Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	1189		$1, -1, 0$	10^{-10}
Сигма-нуль-гиперон	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	1192		$1, -1, 0$	10^{-14}
Сигма-минус-гиперон	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1197		$1, -1, 0$	10^{-10}
Кси-нуль-гиперон	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	1315	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}, -2, 0$	10^{-10}
Кси-минус-гиперон	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1321		$\frac{1}{2}, -2, 0$	10^{-10}
Омега-минус-гиперон	Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	1672		$0, -3, 0$	10^{-10}

Например, каждый нуклон имеет барионный заряд $B = 1$. Электрон имеет лептонный заряд $L = 1$, а у протона и нейтрона $L = 0$. Существуют еще некоторые приближенные законы сохранения. Например, закон сохранения странности S и шарма (очарования) C , которые выполняются в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушаются слабыми взаимодействиями. Частицы, у которых $S \neq 0$, называют странными, а частицы с $C \neq 0$ – очарованными. Частицы с $S = 0$ и $C = 0$ являются обычными. Все адроны имеют внутреннюю структуру. Поиски первичных элементов адронной материи привели к созданию *кварковой модели адронов*.

В квантовой теории поля предполагается, что 4–мерное пространство-время остается непрерывным и плоским (неискривленным) вплоть до самых малых расстояний.

Однако это в действительности не совсем так по нескольким причинам:

1. Истинно элементарные частицы должны быть материальными объектами конечной протяженности.

2. К истинно элементарным частицам относят лептоны, кварки (спин $s =$

$\frac{1}{2}$), глюоны, фотон, массивные промежуточные бозоны (спин $s = 1$), гравитон (спин $s = 2$).

Сколько всего существует в природе элементарных частиц, пока науке неизвестно.

2. Свойства пространства-времени в малых объемах, определяемых фундаментальной длиной

$$\ell_0 = \sqrt{\frac{h\gamma}{2\pi c^3}} \approx 10^{-35} \text{ м,}$$

должны резко отличаться от макроскопических свойств.

3. На расстояниях $\approx 10^{-35}$ м сказываются изменения геометрических свойств пространства-времени за счет гравитации. Если плотность вещества истинно элементарных частиц достаточно велика, то гравитационное притяжение может обеспечить устойчивое существование этих материальных объектов размером $\approx 10^{-35}$ м. Их гравитационные свойства могут проявиться на малых расстояниях, в области, где существенно изменяется пространство-время.

В настоящее время теория приближается к новому качественному рубежу, связанному с возникновением представлений об уровне элементарности более высоком, чем кварк–лептонный уровень, т. е. возможно существование частиц более элементарных, чем кварки и лептоны.

11.13. Кварки

Кварки - элементарные микроскопические частицы, входят в состав всех адронов. К настоящему времени известны кварки: u , d , s , c , b и t .

Последний t -кварк пока используется в теории.

Кварки различаются значениями квантовых чисел, массами и т. д. Кварки u , s , t имеют заряд $+2/3$; кварки d , s , b – заряд $-1/3$.

Массы кварков: $m_u \approx 5 \text{ МэВ}$; $m_d \approx 7 \text{ МэВ}$; $m_s \approx 150 \text{ МэВ}$; $m_c \approx 1,3 \text{ ГэВ}$;
 $m_b \approx 5 \text{ ГэВ}$; $m_t \approx 22 \text{ ГэВ}$.

Каждый тип кварка q_i предоставлен тремя разновидностями Q_i^α , у которых квантовые числа и масса одинаковы, но различаются цветом.

Их называют при $\alpha=1, 2, 3$ соответственно *красный, желтый, голубой*.

Смесь их бесцветна. Каждый барион состоит из трех кварков, каждый мезон - из кварка и антикварка. Например, протон ${}^1_1p = (uud)$, нейтрон ${}^1_0n = (udd)$, плюс- π -мезон $\pi^+ = (u\bar{d})$. Кроме того, каждый барион окружен “морем” виртуальных кварк-антикварковых пар и глюонов. Эксперименты на ускорителях доказали кварковую структуру материи. Кварки в нуклонах можно представить как точечно-подобные бесструктурные частицы размером 10^{-18} м, окруженные “шубой” из глюонов и кварк-антикварковых

пар размером 10^{-16} м. Кварки в барионах связаны между собой сильными взаимодействиями и в свободном состоянии не существуют. Однако теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика – предсказывает существование фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму в условиях сильного сжатия и нагревания. Свойства кварков определяют особенности тех барионов, в состав которых они входят. Все три поколения кварков: u и d ; s и c ; b и t , входили в состав кварк-глюонной плазмы в первые моменты после “Большого Взрыва” (10^{-6} с).

Всем кваркам приписывают барионное число $B = \frac{1}{3}$, с тем чтобы барионы имели $B = 1$. Тип кварка характеризуется значениями внутренних квантовых чисел: изотопического спина (I) и его проекции (I_s); странности (s); очарования (c) и красоты (b), определяющих аромат кварков.

Таблица 11.3

Символ	Название	B	I	I_s	s	c	b	t	Q
u^α	верхний	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$
d^α	нижний	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	0
s^α	странный	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0	0
c^α	очарованный	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1	0	0	$\frac{2}{3}$
b^α	красивый	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	1	0	$-\frac{1}{3}$
t^α	истинный	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0	1	$\frac{2}{3}$

Не исключено, что в аромат могут входить и другие квантовые числа, например, истинность (t), связанная с t -кварком (табл. 11.3).

Электрический заряд кварков определяется обобщенной формулой

$$Q = I_s + \frac{1}{2}(B + s + c - b + t). \quad (11.33)$$

Для каждого типа кварка, аромат и электрический заряд одинаковы для всех цветов, т. е. для всех значений α .

Особенностью кварков является дробный электрический заряд, кратный $\frac{1}{3}|e|$ (табл. 11.3). Результаты теории квантовой хромодинамики кварков и глюонов свидетельствуют о необычных свойствах сил взаимодействия между ними. Невозможность отрыва кварков из адронов обусловлена тем, что все глюоны, испускаемые кварками, сосредотачиваются только вблизи линий,

соединяющих кварки, образуя узкую трубку глюонного поля (рис. 11.15).

Так как глюонное поле не рассеивается в окружающее пространство, то глюоны также не вылетают из адронов и поэтому их невозможно зарегистрировать.



Рис. 11.15

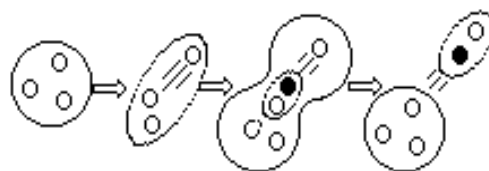


Рис. 11.16

Другой отличительной особенностью кварков является ослабление их взаимодействия при уменьшении расстояния между ними (асимптотическая свобода). Из-за удержания кварки могут выбиваться только вместе с антикварками. Например, возбуждение бариона состоит в том, что один из кварков бариона начинает удаляться от остальных кварков (рис. 11.16, где кварк – белый кружок, антикварк – черный кружок).

По мере удаления кварка энергия возбуждения бариона возрастает и при достижении некоторого порога рождения пары кварк – антикварк – рождается эта пара. Кварк, возникшей пары притягивается оставшимися двумя кварками бариона и присоединяется к ним, восстанавливая барион в невозбужденном состоянии. Возникший антикварк объединяется с удаляющимся кварком, образуя пару, которая регистрируется как мезон, испущенный барионом.

Гипотеза кварков не только объясняет свойства адронов, но и является естественным основанием теории ядерных сил, раскрывающей механизм ядерных взаимодействий. В специальных опытах, подтверждающих гипотезу кварков, обнаружены в адронах точечные образования, называемые *партонами*.

11.14. Источники и методы регистрации частиц

В ядерной физике исследуется субатомная структура материи. Характерные размеры этой структуры малы по сравнению с размерами атомов ($< 10^{-18}$ м).

В ядерной физике непосредственно измеряются промежутки времени 10^{-9} с и только в некоторых случаях удается измерить время, близкое к 10^{-11} с. Однако с помощью соотношения неопределенности энергия-время косвенно измеряются промежутки времени, вплоть до 10^{-24} с.

Физические явления, происходящие на сверхмалых расстояниях можно изучать пока в основном только по столкновениям и распадам атомных ядер

и элементарных частиц.

Все источники ядерных излучений подразделяются на *радиоактивные препараты, ускорители, ядерные реакторы и космические лучи*. В настоящее время используются ускорители от 5 – 10 ГэВ до 100 – 150 ГэВ: *электростатический генератор Ван-де-Граафа, линейные ускорители, циклотроны, фазотроны, бетатроны, синхрофазотроны, ускорители на встречных пучках, накопительные кольца* и др.

Существуют различные методы регистрации элементарных частиц, возникающих при проведении ядерных реакций.

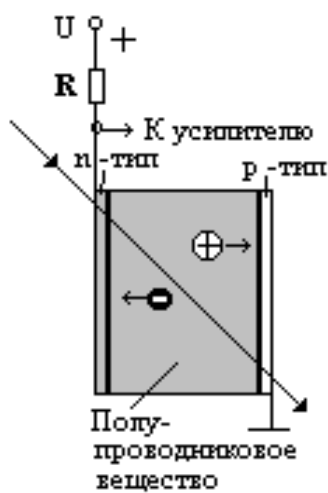


Рис. 11.17

Например, электронные (счетчики). К ним относятся импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера-Мюллера, сцинтилляционные, черенковские и полупроводниковые счетчики.

К трековым детекторам относятся: камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкоззорные искровые и стримерные, пропорциональные и дрейфовые камеры.

Например, полупроводниковые счетчики (рис. 11.17) используют переходное излучение в рентгеновской области и имеют большое будущее в физике ТэВ-области для идентификации частиц.

Принцип работы полупроводникового счетчика тот же, что и ионизационной камеры, только вместо газа используется полупроводник. В этом его преимущество, т. к. в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе.

Проходя через полупроводник частица вызывает переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, порождая пару электрон–дырка.

Энергия W , необходимая для рождения такой пары, составляет 2,9 эВ в германии и 3,5 эВ в кремнии.

Если энергия частицы равна W_k , то на своем пути в полупроводнике она создает W_k/W электронно–дырочных пар. Для уменьшения помех полупроводниковые детекторы охлаждают до температур жидкого азота.

В счетчике любого вида регистрация осуществляется немедленно, т. е. без последующей обработки.

Следовые регистраторы (камера Вильсона, пузырьковая камера, метод толстослойных эмульсий и др.) позволяют получить полную информацию о траекториях заряженных частиц.

Оба эти преимущества объединены в искровой камере.

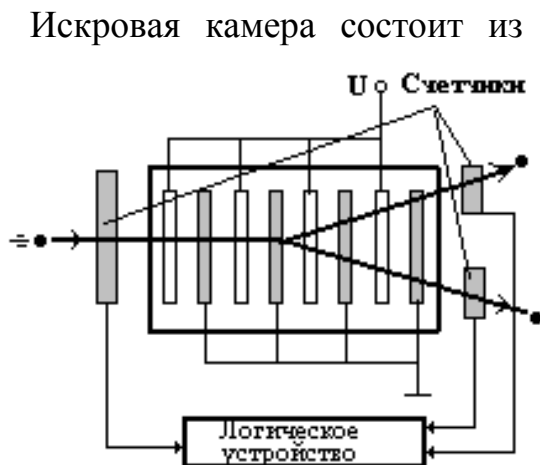


Рис. 11.18

Искровая камера состоит из набора плоскопараллельных электродов площадью до 1 м^2 , расположенных на расстоянии в несколько миллиметров друг от друга и соединенных через один.

Электроды помещают в замкнутый объем, заполненный газовой смесью гелия и неона. Одна половина электродов заземляется, а к другой – прикладывается высоковольтный импульс (рис. 11.18).

Главное достоинство искровой камеры состоит в том, что ее рабочий объем состоит из блоков, число которых не ограничено.

11.15. Когерентность и материя

Классическая когерентность, генерация излучения в лазерах, когерентное состояние вещества, сверхпроводимость, сверхтекучесть, сверхизлучение, сверхрассеяние – относятся к явлениям когерентности.

Поскольку пространственная когерентность определяется не абсолютным, а относительным угловым размером источника, то оказывается возможной когерентность лучей света, который приходит на Землю от далекой звезды.

Свет самой звезды является пространственно некогерентным, но при наблюдении звезды в телескоп можно видеть резкие кольца, обусловленные когерентными явлениями.

Например, была получена интерференционная картина от Солнца.

За счет синхронизации мод получена интерференция волн с различными частотами, возникающая при генерации лазером ультракоротких импульсов.

Таким способом получены мощности $\approx 10^{12}$ Вт при длительности импульса $\tau \sim 10^{-10}$ с. Эти импульсы тем короче, чем большее число волн с различными частотами будут интерферировать.

Наличие волновых свойств у вещества позволяет поставить вопрос о его когерентности, т. е. о возможности для системы, не взаимодействующих между собой частиц, обнаружить свойства, связанные с синхронизацией фаз ψ -функций отдельных частиц, атомов или молекул.

С когерентностью вещества, возникающей в результате резонансного взаимодействия с излучением, связан целый ряд эффектов: самоиндуцированная прозрачность, фотонная индукция, фотонное эхо, оптическая нутация, сверхизлучение, сверхрассеяние, сверхизлучающий

фазовый переход, оптическая бистабильность.

В трехуровневой системе с помощью взаимодействия на равновесную фазу импульсов с частотами ν_{12} и ν_{23} можно наблюдать сверхизлучающие импульсы на всех трех частотах.

Это позволяет исследовать характеристики перехода, не соответствующего какой-либо из частот излучения, падающего на молекулярную систему.

С помощью трехуровневого подхода было получено, что для спонтанного комбинационного рассеяния на предварительно возбужденной среде может осуществиться режим *сверхрассеяния*, а также возможность существования *солитонов возбужденного комбинационного рассеяния*.

Рассматривается возможность создания фотонной машины.

Подобно электрогенератору и мотору, лазер и фотонная машина могут меняться ролями.

Когерентные явления носят общий глобальный характер.

Они проявляются во всех трех известных уровнях структуры вещества: атомной, ядерной и элементарных частиц в широком диапазоне физических условий при нестационарных и нелинейных процессах.

Когерентные явления наблюдаются для излучения и вещества, для кристаллов, жидкостей, газа, плазмы, молекул атомов, ядер, элементарных частиц и т. д.

Обсуждаются вопросы о возможностях получения когерентного гравитационного поля и управления гравитацией.

Когерентные явления успешно применяются в биологии и для приложений в общественных науках.

Обнаружены общие фундаментальные черты различных областей физики, самых разнородных явлений, подтверждающих внутреннее единство материи, указывающих на взаимосвязь когерентных явлений со структурой материи.

Лекция 17

10. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА

10.1. Возникновение Вселенной

Вселенная (*Метагалактика*), в которой мы живем, возникла из *космологического сингулярного состояния* (гипотеза “*Большого Взрыва*”) в далеком прошлом ~ 15 млрд. лет (по последним данным $\sim 12 - 13$ млрд. лет).

Космологическая сингулярность представляется как квантовый объект с *планковскими* характеристиками: размером кванта порядка 10^{-33} см, плотностью

$10^{94} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, массой 10^{-5} г, характерным временем протекания процессов 10^{-44} с.

О Вселенной можно говорить, начиная с момента времени 10^{-44} с, после “Большого Взрыва”. С этого момента “работает” земная физика.

10.2. Эволюция Вселенной

В начале своей эволюции Вселенная проходит, согласно современным космологическим представлениям, инфляционную эпоху стремительного “раздувания”, затем Вселенная вступает в период непрерывно продолжающегося до настоящего времени расширения, которое сдерживается силами тяготения вещества Вселенной (табл. 10.1). После инфляционного раздувания, длившегося $\sim 10^{-34}$ с, вакуумно-подобное состояние первичной материи исчезло, уступив место горячей плазме, состоящей из всех фундаментальных частиц и античастиц, среди которых присутствовали кварки и антикварки. Эта кратковременная эпоха, когда существовала сверхгорячая ($T \approx 10^{27}$ К) и сверхплотная плазма ($\rho \approx 10^{88} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$), имела определяющее значение для дальнейшей судьбы Вселенной. Именно в эту эпоху возникло незначительное превышение кварков над антикварками, что сделало возможным существование нашей барионной Вселенной. Состояние ранней Вселенной стремительно трансформировалось за счет распада тяжелых частиц и вследствие взаимодействия кварков и лептонов, а не сохранения барионного числа при этом и породило тот незначительный избыток кварков над антикварками ($\sim 10^{+9}$), который в последующем и определил барионное число Вселенной, равное $\sim 10^{78}$. При дальнейшем расширении и охлаждении Вселенной кварковая плазма испытывает фазовый переход в адронную фазу, состоящую из кварков. По истечении 0,3 с после начала расширения все вещество Вселенной становится прозрачным для *нейтрино*, они перестают взаимодействовать с остальным веществом. Число таких нейтрино не меняется. Только в процессе расширения Вселенной их энергия из-за красного смещения должна упасть, как энергия и температура квантов электромагнитного излучения - фотонов реликтового излучения.

Еще раньше при $t \approx 0,01$ с после расширения Вселенной она стала прозрачной для мюонных-, тау-нейтрино и их античастиц. А еще много раньше при $t \approx 10^{-43}$ с Вселенная стала прозрачной для *гравитонов*.

Таблица 10.1

Стадия эволюции	Время	Состояние вещества
<i>Квантовая эпоха</i>	$3 \cdot 10^{-44}$ с	Космологическая сингулярность, сверхплотный “кипящий вакуум”.
<i>Инфляционная эпоха</i>	10^{-35} с	Экспотенциальное раздувание вакуумноподобного состояния.
<i>Эпоха кварковой плазмы</i>		Фазовый переход к горячей плотной Вселенной, рождение барионной

Распад вакуумноподобного состояния.	10^{-34} с	материи. Плазма всех фундаментальных частиц и античастиц.
Возникновение барионной асимметрии	10^{-32} с	Распад X-, Y-бозонов, образование избытка кварков над антикварками.
Кварковая плазма	$10^{-32} - 10^{-6}$ с	Плазма из всех поколений кварков, тяжелые кварки распадаются, остаются легкие кварки. Кварк-адронный фазовый переход, образование барионов и мезонов. Исчезают свободные кварки.
Кварковый синтез	$10^{-32} - 10^{-6}$ с	
<i>Эпоха радиационно-доминированной плазмы</i>	$10^{-4} - 10^{-1}$ с	
Нейтронно-протонная плазма. Первичный нуклеосинтез.	$1 - 10^3$ с	Нуклоны в море лептонов и фотонов, нейтроны постепенно распадаются. Образование легких ядер водорода, гелия, лития.
Высокотемпературная ионизированная плазма	10^3 с - 10^5 лет	Плазма из ионов водорода (75%) и гелия (25%), электронов и фотонов.
<i>Эпоха вещества-эпоха прозрачной Вселенной</i>	$3 \cdot 10^5 - 10^6$ лет	Превращение плазмы в нейтральную среду.
Рекомбинация плазмы. Атомарная Вселенная.	$10^6 - 10^9$ лет	Барионное вещество в составе атомов. Вселенная прозрачна для фотонов.
Звездная Вселенная	$10^9 - 2 \cdot 10^{10}$ лет	Формирование галактик и звезд. Нуклеосинтез в звездах. Образование Солнечной системы

По мере дальнейшего остывания вещества происходит аннигиляция частиц и античастиц, нестабильные частицы распадаются, в результате чего из всех адронов выживает лишь тот относительный избыток протонов и нейтронов, который обязан первоначальному превышению кварков над антикварками. Это произошло примерно через 1 с после “Большого Взрыва”.

Относительное содержание нейтронов “застывает” на значении $\approx 0,15$. После этого создаются условия для начала первичного термоядерного нуклеосинтеза.

В течение последующих ≈ 100 с в протон-нейтронной плазме оказывается возможным образование ядер водорода, гелия, лития. Однако из-за дальнейшего понижения температуры и плотности вещества становится невозможным синтез более тяжелых элементов. Это происходит примерно через 300 с после начала расширения Вселенной. В этот момент вещество ранней Вселенной состояло в основном из водорода (75%) и гелия (25%).

Через миллион лет после начала расширения образуются нейтральные атомы, и Вселенная стала прозрачной для фотонов. Эпоха фотонной эры длилась $\approx 10^9$ лет. После этого стали возникать зародыши первых будущих космических структур. Теория “горячей Вселенной” дает предсказание, что в нашу эпоху существует реликтовое электромагнитное излучение во Вселенной с температурой 3-5 К, оставшееся от той эпохи, когда вещество в прошлом было плотным и горячим. Оно было открыто в 1965 г. Отношение числа квантов электромагнитных волн (фотонов) к числу тяжелых частиц характеризует энтропию Вселенной $S = 10^9$, и

при дальнейшей эволюции Вселенной эта величина практически не меняется.

Если масса нейтрино отлична от нуля ($m_\nu \approx 5 \cdot 10^{-32}$ г), то в сумме они являются главной составной частью массы материи во Вселенной. В этом случае плотность только электронных нейтрино примерно равна критической плотности вещества во всей Вселенной ($\rho \approx 10^{-29} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \approx \rho_{\text{кр}}$). Это имеет чрезвычайно важное значение для дальнейшей эволюции Вселенной - она начнет сжиматься в далеком будущем.

Масса возникших нейтринных облаков составляет $M_\nu \approx 10^{15} M_\odot$ ($M_\odot \approx 10^{33}$ г), масса видимого вещества в галактиках много меньше ($M_\Gamma \approx 10^{13} M_\odot$). Согласно теории “блинов” крупномасштабная структура Вселенной представляет собой ячеистую структуру невидимых нейтринных облаков

Обычное же вещество в виде холодного нейтрального газа состоящего из нейтральных молекул водорода и гелия, начинает сгущаться в поле тяготения нейтринных облаков, из которых впоследствии стали рождаться протозвезды и протогалактики. Таким образом, возникла крупномасштабная структура Вселенной, в которой распределение скоплений галактик носит ячеистый характер. В месте пересечения стенок ячеек возникают скопления и сверхскопления галактик, в стенках ячеек - галактики, а между стенками - космическая пустота. Размеры ячеек ≈ 100 Мпк, толщина стенок $\approx 3 - 4$ Мпк. В масштабах более 200 Мпк Вселенная однородна. Гравитационное сжатие и разогревание вещества в звездах приводят к сложной цепочке термоядерных реакций, а конец эволюции массивных звезд знаменуется новым фазовым состоянием вещества - *нейтронными, кварковыми звездами и черными дырами*.

К настоящему моменту Вселенная успела расшириться до $6 \cdot 10^9$ Мпк или 15 млрд. световых лет и продолжает расширяться. Радиус Вселенной (расстояние до горизонта видимости) определяется тем расстоянием, на которое распространился свет от момента возникновения Вселенной до настоящего времени.

Доплеровское красное смещение света неограниченно нарастает, когда излучающий объект лежит вблизи горизонта видимости, и на самом горизонте видимости оно бесконечно. Следовательно, мы можем видеть конечное число звезд и галактик. В бесконечной Вселенной, заполненной звездами, луч зрения рано или поздно встретит светящуюся поверхность звезды. В этом случае все небо должно сиять как поверхность Солнца или другой звезды.

В действительности из-за наличия горизонта мы видим конечное число звезд, редко разбросанных в пространстве, и ночное небо видится темным.

Вблизи самого горизонта видимости в принципе должно наблюдаться вещество, сохранившееся с того далекого прошлого.

Процессы распада радиоактивных ядер, образующихся в звездных процессах нуклеосинтеза, дают огромное энергосодержание, которое можно наблюдать при вспышках сверхновых звезд.

По теории Зельдовича считается что первоначальные сгущения вещества превращаются со временем в огромные слои газа, которые сравнимы по массе со скоплениями и сверхскоплениями галактик.

По мнению Амбарцумяна ядра галактик состоят из трех компонент: звезд, газа и небольших по размерам сверхмассивных тел.

Масса их равна $\approx 10^9 M_{\odot}$. Это сверхплотные тела представляют собой новую форму существования материи неизвестную современной физике.

Активность галактик - результат деятельности этих тел. Они способны разделяться на части, удаляющиеся друг от друга с большими скоростями, а также выбрасывать массивные сгустки вещества, струи, кольца и т.д.

На рис. 10.1 приведен снимок радиогалактики "Геркулес А", полученный с помощью радиотелескопа, где отчетливо видно, что эта галактика испускает кольца, предположительно состоящие из субатомных частиц и по размерам, превосходящие нашу Галактику ("Млечный Путь"), а в противоположную сторону испускает мощную струю до расстояний в $5 \cdot 10^5$ световых лет, состоящую из неизвестного вещества и голубых сгустков материи размерами с небольшие галактики.

Генератором гигантских вихревых колец перемещающихся в противоположную сторону от направления истечения струи являются какие-то сверхмощные процессы активности ядра галактики "Геркулес А".



Рис. 10.1

Для этого в ядре галактики должны быть заключены громадные количества энергии.

Кроме пыли и газа межзвездное пространство заполнено *космическими лучами*, в состав которых входят быстро летящие электроны, ядра различных химических элементов и другие частицы.

Без синтеза ядер химических элементов тяжелее водорода и гелия (оставшихся после "Большого Взрыва") не могла возникнуть жизнь.

Известно пять видов фундаментальных взаимодействий: информационные, сильные, электромагнитные, слабые и гравитационные. Они проявляются отдельно при малых энергиях, а при

больших энергиях - объединяются в единое взаимодействие. Так, при энергиях $W \approx 10^2$ Гэв, что соответствует температуре $T \approx 10^{15}$ К, объединяются электромагнитные и слабые взаимодействия (такое взаимодействие удалось осуществить).

При энергиях $W \approx 10^{15}$ Гэв ($T \approx 10^{28}$ К) должно произойти "Великое объединение", когда сливаются сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия.

При энергиях $W \approx 10^{19}$ Гэв ($T \approx 10^{32}$ К) к ним присоединяется и гравитационное взаимодействие - "Суперобъединение".

Согласно теории "Великого Объединения" возможно нарушение закона сохранения барионного числа.

К тому же наблюдается отсутствие симметрии между частицами и античастицами.

Это означает, что темпы реакций с частицами и античастицами протекают по-

разному.

Из-за чего появляется небольшой избыток частиц над античастицами.

Частицы и античастицы проаннигилируют в ходе эволюции Вселенной, превращаясь в фотоны, а избыток барионов останется, который является обычным веществом наблюдаемой Вселенной в наши дни.

Это положение объясняет существование большой энтропии Вселенной ($S \approx 10^9$).

Однородность и изотропность Вселенной в больших масштабах устанавливается по наблюдениям реликтового излучения.

Это излучение приходит на Землю с разных областей космического пространства и имеющего одинаковую интенсивность.

Следовательно, в прошлом, в момент рекомбинации, когда из плазмы, ставшей прозрачной для фотонов, вышли реликтовые фотоны.

Наблюдаемые нами сегодня, далеко разнесенные в пространстве точки имели одинаковые температуру и другие физические свойства.

Каждая точка тогда лежала вне горизонта видимости, т.е. они причинно не связаны друг с другом и не могли во время расширения Вселенной обмениваться сигналами.

Как же в таком случае у них получились одинаковые температуры, если одна точка не могла знать, какая температура у другой?

Эта проблема получила название “проблемы горизонта”.

Стадия “раздувающейся Вселенной” решает “проблему горизонта”.

Действительно, точки, которые до стадии раздувания Вселенной, лежали близко друг к другу внутри общего горизонта видимости, благодаря чему обмен сигналами между ними был возможен.

В результате же стремительного раздувания за время от $t \approx 10^{-34}$ с до $t \approx 10^{-32}$ с оказываются разнесенными на очень большие расстояния, заметно превышающие расстояние до горизонта.

В этот момент происходит фазовый переход “ложного вакуума”, с его огромной плотностью, в плотность обычной материи.

Антигравитация “ложного вакуума” заставляет возникающую из него обычную материю расширяться с точно сбалансированной скоростью.

Значит, плотность вакуума в точности соответствует критической плотности для той эпохи.

После фазового перехода плотность материи, естественно, тоже равна критической с огромной точностью ($\rho \approx 10^{-31} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \approx \rho_{\text{кр}}$, без учета плотности вещества скрытой массы).

В ходе фазового перехода во Вселенной возникают соприкасающиеся домены с разными физическими свойствами. На границах доменов могли возникнуть магнитные монополи с массой в $\approx 10^{16}$ раз тяжелее протона и несущие магнитный заряд. Домены рождаются в эпоху соответствующей $t \approx 10^{-34}$ с после начала расширения Вселенной. Размер каждого домена $\approx 10^{-34}$ световой секунды или около $\approx 10^{-24}$ см. Затем, в эпоху раздувания Вселенной, его размер увеличивается в 10^{50} раз, т.е. до 10^{26} см (около 10^6 световых лет).

Стадия раздувающейся Вселенной заканчивается к моменту $t \approx 10^{-32}$ с.

После этого Вселенная расширяется по обычным законам, тормозясь тяготением. Размеры Вселенной к нашему времени увеличиваются еще $\approx 10^{25}$ раз.

Следовательно, окончательный размер домена 10^{51} см ($\approx 10^{33}$ световых лет). Размер наблюдаемой области Вселенной составляет только $\approx 10^{10}$ световых лет.

Это и есть горизонт видимости.

10.2.1. Инфракрасное излучение Вселенной

Инфракрасное излучение Вселенной является пределом общего количества энергии, излучаемой всеми звездами во Вселенной.

Открытие инфракрасного излучения Вселенной в 1998 г. знаменует собой завершение нескольких лет работы, связанной с анализом данных, полученных с орбитального телескопа СОВЕ, запущенного НАСА в 1989 г. Обнаружение инфракрасного излучения Вселенной сильно затруднено. Так как он сливается с инфракрасным светом космической пыли нашей солнечной системы, межзвездным газом нашей Галактики, а также атмосферой Земли, да и самими приборами.

Запуск телескопа СОВЕ сразу решил две последние проблемы.

В течение 10 месяцев орбитальный телескоп сканировал звездное небо в инфракрасном диапазоне, составляя тщательную карту расположения всех светящихся объектов Вселенной. После моделирования удалось исключить инфракрасное излучение пыли солнечной системы, которое создает постоянное изменение яркости, по мере того как Земля вращается по орбите вокруг Солнца.

Межзвездная пыль в нашей Галактике поддавалась идентификации, поскольку, как выяснилось, обладает своей собственной структурой. Затем было исключено инфракрасное излучение пылевых облаков вокруг звезд. После этого астрономы начали прослушивать "окна", расположенные около полюсов нашей Галактики "Млечный Путь". Они представляют собой достаточно пустые пространства, протянувшиеся на расстояние в миллиарды световых лет.

В результате был обнаружен постоянный инфракрасный фон Вселенной в диапазоне между 240 и 140 мкм. Наличие этого фона показало, что мы можем наблюдать только одну треть общего количества звезд Вселенной, а где же недостающие две трети звезд.

Возникла новая проблема.

Теперь ученым предстоит выяснить, куда же девались остальные звезды.

10.3. Классификация звезд

В ясную безлунную ночь наблюдатель с нормальным зрением увидит на небосводе до 3000 звезд. В зависимости от их массы, температуры и светимости они распределены по классам: голубые и красные сверхгиганты, звезды главной последовательности, белые и черные карлики, нейтронные, кварковые, гиперонные звезды и черные дыры. Звезды характеризуются спектральными классами: О, В - голубые звезды; А - белые; F - желтоватые; G - желтые; К - оранжевые; М - красные. Если все звезды характеризовать температурой и светимостью, то их можно разместить на диаграмме Герцшпрунга – Рассела.

Большинство нормальных звезд располагается вдоль наклонной линии, называемой *главной последовательностью*, на которой они могут находиться в течение от миллионов до десятков миллиардов лет. Например, наше Солнце, являющееся обычной, желтой (G) звездой, находится на этой последовательности уже в течение 5 млрд. лет и проведет на ней еще примерно столько же времени. Звезды рождаются с различными массами и разнообразным химическим составом.

Оба эти фактора оказывают влияние на дальнейшую эволюцию звезды. До недавнего времени считалось, что на образование звезды из космического вещества требуются миллионы лет. Однако в последние годы получены фотографии Большой Туманности Ориона, где в течение нескольких лет появилось небольшое скопление звезд. Ранее (в 1947 г.) в этом месте была обнаружена группа из трех звездоподобных объектов. К 1954 г. некоторые из них стали продолговатыми, а к 1959 г. они распались на отдельные звезды.

Следовательно, звезды могут рождаться за относительно короткий промежуток времени и обычно возникают группами, ассоциациями или в виде звездных скоплений. В результате изучения фотографий туманностей нашей Галактики (Млечного Пути) удалось обнаружить маленькие черные пятна неправильной формы (глобулы), представляющие собой массивные скопления газа и пыли. Они выглядят черными, т.к. не испускают собственного излучения и находятся между Землей и яркими звездами, свет от которых они заслоняют. Размеры глобул достигают нескольких световых лет. В глобуле под действием внешнего давления излучения окружающих звезд происходит сжатие и уплотнение вещества, несмотря на существование в них турбулентных движений пыли и газа.

Гравитационные силы стремятся сжать глобулу, заставляя вещество падать к центру. За счет кинетической энергии падающих частиц происходит их столкновение и нагревание в целом газопылевого облака.

Температура облака возрастает, и оно становится протозвездой и начинает светиться, излучая темнокрасный свет.

Начальный период эволюции протозвезды длится от тысяч до миллионов лет. За счет гравитации при дальнейшем сжатии протозвезды температура внутри ее повышается до $\approx 10^6$ К и начинают протекать термоядерные реакции превращения водорода в гелий.

Излучение уравнивает силу тяготения и на небе появляется нормальная звезда, которая будет находиться на *главной последовательности* многие миллиарды лет.

10.4. Фазовые состояния ядер и термоядерные реакции

Учитывая кварковую структуру нуклонов в ядрах атомов, можно рассматривать барионную материю на двух уровнях, в каждом из которых есть свои фазовые состояния. Первый уровень - ядерное вещество, состоящее из нуклонов и обладающее только нуклонными степенями свободы.

Второй уровень - барионное вещество (кварк-глюонная плазма) с кварковыми степенями свободы, которые высвобождаются при высоких температурах и плотностях.

Между этими уровнями существует множество фазовых состояний.

На основании экспериментально изученных сил взаимодействия между нуклонами при учете нуклон-нуклонных потенциалов, полученных из опыта по рассеянию нуклонов, оказалось возможным получить уравнение состояния ядерного вещества.

В определенных областях давлений и температур ядерное вещество ведет себя подобно реальному газу Ван-дер-Ваальса.

10.4.1. Синтез элементов

Квантовая физика и ядерная астрофизика разработали теорию синтеза тяжелых элементов. Рассмотрим основы этой теории на примере Солнца.

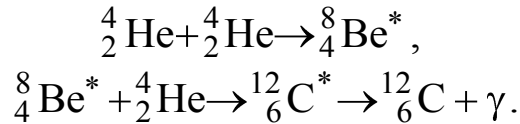
Когда в ядре Солнца выгорит весь водород, следовательно, уменьшится давление излучения, которое уравнивало гравитационное сжатие Солнца под действием сил тяготения. В результате гравитационного сжатия Солнце уменьшится в объеме. Плотность вещества в его центре достигнет величины $\rho \approx 10^8$ кг/м³, а температура возрастет до $T \approx 10^8$ К. В этот момент начнет гореть гелий (изотоп гелия ${}^4_2\text{He}$). Ядерная реакция горения гелия - тройной альфа процесс (3α -процесс). Однако простая реакция слияния двух ядер изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$ в ядро бериллия ${}^8_4\text{Be}$ невозможна, поскольку в природе такого изотопа бериллия нет. Однако в сечении этой реакции при энергии $\approx 0,1$ МэВ наблюдается резонанс, т.е. возникает нестабильное ядро ${}^8_4\text{Be}^*$, которое живет $\approx 10^{-16}$ с (по ядерным масштабам это не так мало). За это время при столкновении α -частиц они, прежде чем разлететься, успевают совершить около миллиона колебаний в составе нестабильного ядра ${}^8_4\text{Be}^*$. В этот момент к ним может приблизиться третья α -частица и образовать с ними ядро изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$. Такая возможность была бы нереализованной, если бы у изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$ отсутствовало возбужденное состояние ${}^{12}_6\text{C}^*$ с энергией $W \approx 7,66$ МэВ. Дело в том, что прямой процесс образования ядер углерода из трех α -частиц крайне маловероятен, т.к. масса трех α -частиц на 7,28 МэВ превышает массу ядра изотопа углерода ${}^{12}_6\text{C}$.

Масса же возбужденного ядра ${}^{12}_6\text{C}^*$ превышает массу трех α -частиц на 0,38 МэВ. Возбужденное ядро ${}^{12}_6\text{C}^*$ живет $\approx 10^{-12}$ с и, испуская электронно-позитронную пару или γ -кванты, переходит в основное состояние. Этого времени оказывается достаточно, чтобы успело произойти необратимое объединение трех α -частиц.

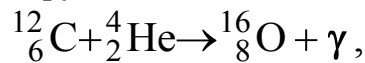
При температурах $T > 10^6$ К кинетическая энергия α -частиц ($W_k \approx 0,02$ МэВ) в гелиевой звезде значительно меньше энергии $W \approx 0,38$ МэВ, при которой выполняется условие резонанса для реакции



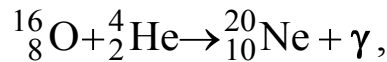
Однако в недрах такой звезды всегда существует незначительная примесь очень быстрых частиц (10^{-9} , примерно одна частица на миллиард), для которых это условие выполнено, и этого оказывается достаточно, чтобы осуществилась последовательность реакций 3α -процесса



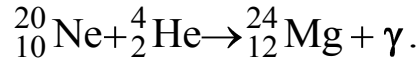
Скорость протекания таких реакций в 10^3 раз большей, чем горение водорода. Углерод - основа всех живых организмов и одно из самых привычных и необходимых веществ на Земле. После образования углерода в гелиевом ядре звезды происходит образование других элементов: кислорода в реакции



неона в реакции



магния в реакции

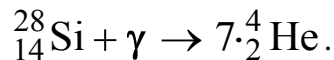


К моменту образования магния весь гелий в звезде истощается и для протекания других ядерных реакций необходимы более высокие температуры, которые можно достичь путем дальнейшего сжатия звезды.

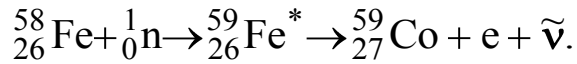
Однако это возможно не для всех звезд, а лишь для тех, масса которых превышает некоторый предел Чандрасекара ($M \approx 1,2 M_{\odot}$, где M_{\odot} - масса Солнца). Звезды с массами $M < 1,2 M_{\odot}$ заканчивают свою эволюцию на стадии образования магния и превращаются в белые карлики - звезды с массой $M \approx 0,6 M_{\odot}$, размерами с нашу Землю и плотностью $\rho \approx 10^9$ кг/м³. В них электроны отделены от ядер, так что вся звезда представляет собой единый кристалл.

В более массивных звездах при температурах $T \approx 5 \cdot 10^8 - 10^9$ К происходит синтез кремния в реакциях: ${}^{24}_{12}\text{Mg} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{28}_{14}\text{Si} + \gamma$, ${}^{16}_8\text{O} + {}^{16}_8\text{O} \rightarrow {}^{28}_{14}\text{Si} + {}^4_2\text{He}$.

После гравитационного сжатия температура в центре звезды повышается до $\approx 2 \cdot 10^9$ К и средняя энергия излучаемых гамма-квантов достигает 0,2 МэВ, при которой они способны разрушить ядра кремния на α -частицы:



Возникшие α -частицы затем последовательно вдавливаются в ядра кремния, образуя более тяжелые элементы вплоть до железа, т.к. ядра железа имеют максимальную энергию связи. На этом этапе источники ядерной энергии внутри звезды истощаются, поскольку образование более тяжелых элементов идет не с выделением, а с поглощением энергии: эволюция звездного вещества вступает в новую фазу. Теперь ядерные реакции протекают на поверхности железной сердцевины звезды, где еще сохранились несгоревшие ядра ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$, а также небольшое количество водорода. В некоторых из этих реакций возникают свободные нейтроны, которые поглощаются ядрами железа, в результате образуется ядро кобальта:



Таким же образом кобальт превращается в никель, из никеля - медь и т.д., вплоть до изотопа висмута ${}_{83}^{209}\text{Bi}$.

Такой медленный процесс захвата ядрами нейтронов (s-процесс) требует потоки нейтронов $\approx 10^{15}$ частиц в секунду (время между двумя последовательными захватами нейтронов ядром больше, чем время жизни образующихся изотопов по отношению к β -распаду). Все химические элементы тяжелее висмута образуются при протекании r-процесса, при взрывах сверхновых звезд. Для осуществления r-процесса требуются потоки нейтронов $\approx 10^{40}$ частиц в секунду.

За время, меньшее времени жизни возникающих при каждом захвате нейтрона происходит последовательное рождение новых изотопов химических элементов тяжелее висмута. Взрыв сверхновой звезды становится возможным, если масса ее достаточно велика для того, чтобы силы тяготения смогли сжать и нагреть железную сердцевину до $\approx 4 \cdot 10^9$ К и выше. В этих условиях каждое ядро железа ${}_{26}^{56}\text{Fe}$ распадается на 13 α -частиц и 4 нейтрона поглощая 124 МэВ энергии. Сердцевина звезды охлаждается и начинается катастрофическое сжатие звезды под действием сил тяготения, которые теперь не сдерживаются давлением излучения. Происходит взрыв внутрь (имплозия). Вначале α -частицы распадаются на протоны и нейтроны, а затем электроны вдавливаются в протоны, образуя нейтроны с испусканием нейтрино.

Весь коллапс заканчивается примерно за 200 мс, падение вещества к центру звезды прекращается и за время 0,4 мс формируется мощная ударная волна со скоростью около $\approx 5 \cdot 10^7$ м/с. Этот взрыв разогревает и уплотняет внешние оболочки звезды, что вызывает целую цепь ядерных реакций, в которых рождаются нуклиды тяжелее висмута, в широком диапазоне масс.

Звезда взрывается, сбрасывая оболочку. На небе в этот момент наблюдается очень яркая сверхновая звезда.

Например, при взрыве сверхновой SN 1987A в соседней галактике Большое Магелланово Облако (взорвался голубой сверхгигант) наблюдалось нейтринное излучение, унесшее энергию $\approx 3 \cdot 10^{46}$ Дж, которая в 300 раз больше энергии взрыва. После рассеивания оболочки в центре сверхновой возникает нейтронная или кварковая звезда с массой $M \approx M_{\text{C}}$ и размером до 12 км.

Плотность материала звезды достигает $\approx 10^{18}$ кг/м³.

10.5. Сверхновые звезды

В отдаленном уголке Вселенной внезапно взорвалась звезда, сбросив с себя наружный слой вещества.

Свет от этой звезды из созвездия Тельца (вблизи яркой звезды ξ) мчался по космическим просторам ≈ 6 тыс. лет и достиг Земли 4. 07.1054 г. китайские астрономы обнаружили яркую звезду много ярче Венеры. В течение 23 дней, до 27 июля 1054 г. свет от звезды был виден даже днем. Звезда оставалась видимой для невооруженного глаза 627 дней и 17 апреля 1056 г. исчезла. Японские астрономы также наблюдали эту звезду, сверкавшую как 500 млн. Солнц.

В 1955 г. американские астрономы обнаружили доисторические пиктограммы на стене одной пещеры в скале каньона Навахо в Аризоне. В каньоне изображение было высечено на камне, а в пещере нарисовано куском гематита (красный железняк, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ - окись железа). На обоих рисунках изображены кружок и полумесяц, которые представляли изображение лунного серпа и звезды (рис. 10.2).



Рис. 10.2

По мнению ученых в 1054 г., когда вспыхнула сверхновая из созвездия Тельца, фаза Луны и ее положение относительно сверхновой звезды было именно таким, как изображено на рисунках в Аризоне. В 1054 г. в этой местности обитали индейцы, что подтверждается по найденным в тех местах глиняным черепкам.

В 1758 г. на месте сверхновой звезды была обнаружена "Крабовидная туманность"-"Телец А" - самый мощный источник космического радиоизлучения.

Газы, образующие волокнистую структуру туманности разлетаются от центральной нейтронной звезды-пульсара с температурой 6 - 7 млн. К, со скоростью до 1000 км/с.

При взрывах сверхновых звезд резко меняется химический состав межзвездной среды космического пространства.

Сверхновые звезды - редкие, но яркие и необычные объекты - горячие точки Вселенной. История засвидетельствовала лишь несколько случаев появления сверхновых звезд. В 1572 г. обнаружена сверхновая звезда Тихо Браге, в 1604 г. - сверхновая звезда Кеплера. Недавно стало известно о сверхновой звезде в созвездии Волка, которая вспыхнула в 1006 г., обнаружена в 1965 г. В 1885 г. вблизи ядра галактики Андромеда обнаружена сверхновая звезда - "S Андромеда". До настоящего времени обнаружено более 150 сверхновых звезд. Только три из них оказались в нашей Галактике. Например, сверхновая звезда "Петля Лебедя" взорвалась ≈ 60 тыс. лет назад, сверхновая звезда "Кассиопея А" - \approx в 1700 г.

До 1987 г. были известны три разновидности сверхновых: Ia, Ib и II.

У сверхновых звезд типа Ia и Ib водорода - самого распространенного химического элемента во Вселенной - нет, встречаются в эллиптических галактиках и принадлежат к более старым поколениям звезд.

В максимуме своей светимости сверхновая по мощности излучения сравнима с галактикой, содержащей сотни миллиардов звезд. Суммарная энергия взрыва сверхновой звезды $\approx 10^{60}$ Дж.

У сверхновых звезд типа II его содержание практически нормально, встречаются в спиральных галактиках, которые состоят из звезд молодого поколения с возрастом до 100 млн. лет. В нашей Галактике сверхновые звезды взрываются каждые 300 - 400 лет, но из-за присутствия пыли и газа удается наблюдать лишь некоторые из них.

Сверхновая звезда, вспыхнувшая в соседней с нами галактике Большое Магелланово Облако 23 февраля 1987 г. (SN 1987A), находится на расстоянии 180 тысяч световых лет, относится к типу II, но не совсем обычна. Вместо того, чтобы достичь уровня максимальной светимости, как случалось всегда, дней за десять, она шла к нему 86 суток. На месте сверхновой находился голубой сверхгигант,

имевший размер до 50 радиусов Солнца. Наблюдения показали, что на протяжении года после вспышки ультрафиолетовое излучение было слабым. Практически вся энергия приходится на оптическую и инфракрасную области спектра. На длительном интервале времени падение светимости описывается законом радиоактивного распада с периодом полураспада $T_{1/2}=77$ дней.

Этот факт подтверждает гипотезу, согласно которой свечение сверхновых типа II на поздней стадии поддерживается распадом радиоактивного изотопа кобальта, превращающегося в железо ($T_{1/2}=77$ дней). Сам же кобальт, в свою очередь, образуется при распаде радиоактивного никеля ($T_{1/2}=6$ дней).

Исследования SN 1987A показали, что при взрыве было синтезировано $\sim 0,1 M_{\odot}$ радиоактивного изотопа никеля ${}^{56}_{28}\text{Ni}$, распад которого в изотоп кобальта ${}^{56}_{27}\text{Co}$, а затем в изотоп железа ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ обеспечил электромагнитное излучение разлетающейся оболочки SN 1987A в течение сотен дней.

Компьютерные расчеты для сверхновой звезды SN 1987A показали, что взорвавшаяся звезда (голубой сверхгигант) возникла около 11 млн. лет назад и имела массу около $18 M_{\odot}$.

Динамика ее горения приведена в таблице. 10.2.

Таблица 10.2

Термоядерное горение	T, K	Время горения
H→He	$4,0 \cdot 10^6$	10^7 лет
He→C→O	$1,9 \cdot 10^8$	10^6 лет
C→Ne, Mg, Na	$7,0 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^4$ лет
Ne→Si	$1,6 \cdot 10^9$	12 лет
O→S	$2,1 \cdot 10^9$	4 года
Si, S→Ni, Fe	$3,4 \cdot 10^9$	1 неделя

Непосредственно перед взрывом (коллапсом) звезда, находящаяся в состоянии предсверхновой, имела структуру, приведенную на рис. 10.3.

Наружный радиус SN 1987A звезды $\approx 2 \cdot 10^7$ км, радиус кремниевой оболочки $\approx 10^3$ км.

Когда термоядерное горючее в центре звезды исчерпывается полностью, а огромные потери на излучение нейтрино способствуют

понижению температуры и ничто не может противостоять силам тяготения, звезда испытывает коллапс.

Перед коллапсом плотность вещества в центре звезды $\approx 10^{10} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, температура ее ≈ 1 МэВ.



Рис. 10.3

Из-за нарушения равновесия происходит стремительное сжатие железного кора звезды в течение долей секунды. К тому же коллапс железного кора ускоряется двумя процессами, в которых происходит поглощение энергии: реакциями фотодезинтеграции ядер железа и ядерным захватом электронов.

Одна из особенностей коллапса сверхновых - захват нейтрино веществом.

По оценкам, весь коллапс заканчивается примерно за 200 мс, падение вещества к центру звезды прекращается и за время 0,4 с формируется встречная мощная ударная волна.

Этот “взрыв наружу” при скорости $\approx 5 \cdot 10^9 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ разогревает и уплотняет внешние оболочки звезды, вызывая целую цепь ядерных реакций, в которых рождаются нуклиды тяжелее висмута.

В расширяющейся оболочке звезды возникают нуклиды в широком диапазоне масс, только при взрыве сверхновых можно ожидать тех мощных потоков нейтронов, которые необходимы для γ -процесса.

После взрыва SN 1987 A был зарегистрирован десятисекундный поток излучения нейтрино, унесшей энергию $\approx 5 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{46}$ Дж, которая в 300 раз больше энергии взрыва. Такая энергия нейтринного излучения согласуется с теоретической моделью, предполагающей образование нейтронной звезды массы, равной около одной Солнечной.

Через месяц после вспышки в красной области спектра наблюдалась сильная линия поглощения, принадлежавшая барью очень редкому элементу во Вселенной, чего ранее не наблюдалось. Само излучение сверхновой SN 1987A оказалось сильно поляризованным в линиях водорода и натрия, а от сферически симметричной оболочки оно должно быть неполяризованным.

Считается, что для своего взрыва сверхновые типа II черпают из огромного запаса гравитационной энергии, которая высвобождается после сброса части оболочки при взрыве. Для сброса оболочки с массой порядка десяти солнечных масс требуется всего 0,5 % гравитационной энергии исходной звезды, которая высвобождается, и центральное ядро остатка сверхновой звезды превращается в нейтронную звезду-пульсар.

Замечание: Новые исследования сверхновых звезд учеными свидетельствуют о том, что наша Вселенная будет расширяться вечно. Однако в сообщении не указывается, что ученые учли тяготение скрытой массы, существующей вокруг галактик, наличие которой может затормозить расширение Вселенной.

Тем более, что по последним данным у нейтрино обнаружено наличие массы, а нейтринные облака по массе превосходят массу всей галактики и являются первыми кандидатами, которые ответственны за скрытую массу.

Нейтронные облака имеют структуру в виде невидимых "пчелиных сот".

Из-за их большого тяготения, видимое вещество затекает в нейтринные соты, формируя галактики богатые сверхяющими звездами, скопления галактик и сверхскопления галактик).

Далекие от Земли сверхновые звезды настоящие верстовые столбы, которые могут быть использованы для измерения границ космического расширения.

Подобный вывод основан на анализе 40 сверхновых звезд.

Свет от некоторых из них пришел на Землю только спустя 7 млрд. лет после того, как они взорвались. После такого долгого путешествия кванты света потеряли часть энергии и длина волны их увеличилась в результате расширения Вселенной, из-за "красного смещения".

Сравнивая спектр излучения такой звезды, взорвавшейся где-то на окраине Вселенной, со спектром излучения сверхновой звезды, взорвавшейся много ближе, можно выяснить насколько долгим было путешествие этого света.

Вычисленное расстояние в совокупности с "красным смещением" сверхновой звезды является показателем расширения Вселенной за всю ее историю эволюции.

Оказывается, что спектры излучения сверхновых звезд, которые возникли тогда, когда наша Вселенная была наполовину моложе, чем сейчас, точно такие же, как и спектры современных сверхновых звезд, что и доказывает неизменность и постоянство расширения Вселенной.

Есть сведения, что Вселенная расширяется ускоренно.

Особенно точными являются измерения, основанные на предсказуемости возникновения одного из видов сверхновых звезд под названием "тип Ia". Их образование происходит вследствие того, что умирающий белый карлик вбирает в себя слишком много газа от соседнего красного гиганта, вызывая тем самым термоядерный взрыв, который разрывает белого карлика на части.

Сверхновые звезды "типа Ia" могут сиять, в течение месяца, ярче, чем целая галактика, содержащая миллиарды звезд.

10.6. Нейтронные звезды

Возникновение в квантовой жидкости сверхтекучих вихрей обнаружено не только в микросистемах, но и в космических макрообъектах - нейтронных звездах, существование которых было предсказано *Ландау*.

Нейтронные звезды - один из этапов на заключительной стадии эволюции некоторого класса звезд. Они возникают в результате гравитационного коллапса железного ядра сверхновой звезды, которая после сброса оболочки обнаруживает себя как пульсар. Гравитационное поле на поверхности нейтронной звезды на 11 порядков превышает земное.

Огромные давления и температуры (до 700 млн. К в центре нейтронной звезды) создают особые условия для перехода звездного вещества в квантовое состояние - нейтронную жидкость (97% нейтронов).

Нейтронная звезда имеет сверхсильное магнитное поле $\sim 10^{12}$ Гс, которое в 10^9 раз сильнее земного (магнитное поле Земли $\sim 0,5$ Гс), что и является причиной жесткого электромагнитного излучения пульсаров.

Если полюса такого большого магнита направлены под углом к оси вращения, то вращающееся магнитное поле ускоряет электроны возле полюсов, которые испускают мощное электромагнитное излучение.

При достижении им Земли наблюдаются периодические вспышки этого излучения из-за большой скорости вращения нейтронной звезды.

Нейтронные звезды характеризуются малыми размерами (радиус ≈ 10 км), массой до двух солнечных, температурой $\approx 10^{12}$ К и высокой плотностью вещества до $\approx 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ (плотности атомных ядер). Звезду окружает «атмосфера» всего в несколько сантиметров.

Нижняя граница «атмосферы» является переходным слоем (корой) между классическим и квантовым состояниями вещества нейтронной звезды. Ядерные взаимодействия стремятся выстроить нейтроны в поверхностном слое (толщина $\sim 1,5$ км) в квантовый кристалл (рис. 10.4).

Под действием мощных гравитационных сил с глубиной этот кристалл плавится и под корой возникает нейтронная квантовая жидкость.

В центре должно существовать ядро, пока неизвестной природы.

При сжатии нормальной звезды гравитационными силами после выработки ядерного горючего должен сохраниться момент импульса (закон сохранения момента импульса).

Поэтому при уменьшении звезды в размерах она увеличивает угловую скорость своего вращения.



Рис. 10.4

Следовательно, нейтронная звезда - вращающийся объект сверхтекучести, в котором также должны возникать квантовые вихри.

Наблюдения за нейтронными звездами обнаруживают замедление их вращения (скачком) с периодом в ~ 2 года.

По одной из гипотез это явление связывают с тем, что после закрепления сверхтекучих вихрей в структуре звезды (*пеннинга*), из-за квантовых эффектов, они периодически лавинообразно срываются со своих мест (*крип*) и вызывают скачком замедление вращения нейтронной звезды.

Из-за потерь на излучение происходит замедление вращения нейтронных звезд.

Изменение угловой скорости вращения связано с изменением равновесной формы пульсаров. Твердая кора нейтронных звезд не может плавно изменить свою форму, в ней накапливаются напряжения, которые со временем приводят к «звездотрясениям», в результате происходит резкое увеличение периода вращения пульсара.

Наблюдения показали, что скачкообразное изменение периода вращения у ряда пульсаров действительно имеются. Период вращения от 1,6 с до 6 с.

10.7. Кварковые звезды

Анализ состояния барионного вещества показывает, что при больших плотностях вещество ведет себя как газ свободных кварков, так как механизмы “запирающие” кварки в барионах уже не имеют доминирующего значения.

Расчеты состояния нейтронных звезд на основе квантовой хромодинамики, при плотностях превышающих плотности нейтронных звезд, показали, что в недрах таких звезд могут появиться свободные кварки и возможно появление *кварковой звезды*. Астрофизики в 1989 г. установили, что в центре взорвавшейся сверхновой SN 1987A возник пульсар. Это - самый необычный пульсар из всех известных ранее. Скорость его вращения вокруг собственной оси составляет $\sim 2000 \frac{\text{об}}{\text{с}}$, что втрое превышает скорость вращения самого быстрого из известных пульсаров.

Теоретик *Гленденинг* после анализа более 1400 уравнений состояний нейтронной звезды пришел к выводу: пульсар в центре сверхновой SN 1987A - кварковая звезда. Плотность вещества кварковой звезды должна превышать плотность атомных ядер в 10 - 12 раз. Предполагается, что кварковая звезда состоит из u-, d- и s-кварков, смешанных в равных пропорциях. Если давление пульсара превышает определенный предел, то переход в кварковую материю происходит самопроизвольно. При этом размеры звезды уменьшаются, а скорость вращения в соответствии с законом сохранения момента импульса, возрастает. Кварковые звезды удерживаются как единое тело не силами гравитации, как все обычные звезды, в том числе и нейтронные, а сильными взаимодействиями, которые “запирают” кварки в барионах. Таким образом, кварковые звезды оказываются ближе к образу макроскопического атомного ядра, чем нейтронные звезды.

10.8. Квазары

Особый класс космических объектов Вселенной составляют *квазары*. Они излучают в оптическом диапазоне в сотни раз мощнее галактик, содержащих сотни млрд. звезд, а основная часть излучения исходит из ядра-керна размером не более 0,1 пк ($1 \text{ пк} \approx 10^{16} \text{ м}$) или даже меньше. КERN квазара окружен газовой оболочкой, простирающейся на ≈ 100 пк. Квазары обладают также мощным радиоизлучением, а некоторые из них - инфракрасным и рентгеновским излучением. В оптическом диапазоне блеск квазаров изменяется с течением времени за 20 дней. Считается, что квазары являются ядрами галактик, находящимися в стадии чрезвычайно высокой активности. Звезды таких галактик, окружающие квазар обычно не видны, так как квазары находятся на больших расстояниях $\approx 8-10$ млрд. лет и яркий блеск квазара затмевает относительно слабый свет звезд. Квазары - внегалактические объекты, характеризующиеся значительным красным смещением с $z > 0,1$. Открыто более 4000 квазаров. Максимальное значение красного смещения одного из них равно $z=4,43$. Это означает, что квазар удаляется от нас со скоростью близкой к световой. Полная энергия излучения квазара за время его активности составляет до 10^{70} Дж.

10.9. Черные дыры Вселенной

10.9.1. Образование черных дыр

Существование черных дыр было предсказано английским священником и геологом *Мичеллом* в 1783 г. Позднее французский математик и астроном *Лаплас* писал о невидимых звездах в книге "Изложение систем мира" в 1795 г.

Правда они не упоминали о черных дырах, а говорили о невидимых массивных звездах, которые из-за мощного тяготения не выпускают излучение (свет).

Лаплас, например, писал, что если взять звезду с плотностью вещества как на Земле и диаметром в 250 раз больше солнечного (радиус Солнца $R \approx 7 \cdot 10^8$ м), то вторая космическая скорость на поверхности такой звезды $v_2 \approx c$, т.е. звезда действительно будет невидимой для внешнего наблюдателя. Например, на поверхности нейтронных звезд вторая космическая скорость $v_2 \approx 150000$ км/с, на Солнце - $v_2 \approx 620$ км/с, на Луне - $v_2 \approx 2,4$ км/с; на Юпитере - $v_2 \approx 61$ км/с.

По теории *Ньютона* поле тяготения зависит только от массы тела. Поэтому сила тяготения стремится к бесконечности, когда тело сжимается в точку ($R \rightarrow 0$). По теории *Эйнштейна* в создании тяготения участвуют давление и натяжение, если они имеются в теле, электромагнитное поле и другие виды энергий. Но по *Эйнштейну*, сила тяготения будет стремиться к бесконечности, когда радиус сжимающегося тела станет равным гравитационному радиусу.

Величина гравитационного радиуса определяется массой тела.

Гравитационный радиус - *радиус сферы, когда сила тяготения, создаваемая сферической не вращающейся массой, стремится к бесконечности.*

Гравитационный радиус определяют по формуле

$$r_g = \frac{2\gamma m}{c^2},$$

где γ - гравитационная постоянная; c - скорость света в вакууме.

Для Земли гравитационный радиус $r_g = 0,9$ см; для Солнца - $r_g = 3$ км.

Известно, что силу тяготения нельзя ничем уничтожить. Но действие этой силы можно полностью устранить, если дать телу свободно падать. Наступает состояние невесомости, которую хорошо ощущается космонавтами при полете, например, вокруг Земли. С этим свойством тяготения связана проблема теории гравитации - проблема энергии поля тяготения. Можно определить полную энергию гравитационного поля, созданного телом массы m во всем пространстве, но нельзя указать, где конкретно находится эта энергия, т.е. нет понятия плотности энергии гравитационного поля.

Шварцшильд, анализируя уравнения общей теории относительности Эйнштейна, нашел решение для поля тяготения сферического тела. Причем это решение было точным и справедливым для сколь угодно сильного поля тяготения, созданного сферической массой. Как позже выяснилось, в этом решении содержалось описание черной дыры. Согласно теории *Эйнштейна* вторая космическая скорость, при достижении гравитационного радиуса, становится равной скорости света в вакууме.

Сферу, у которой радиус равен гравитационному, называют сферой Шварцшильда.

Если тело свободно сжимается, то на поверхности такого тела не ощущается никакой силы тяготения и вне и снаружи сферы *Шварцшильда*.

Увлекаемое тяготением вещество не может остановиться на сфере *Шварцшильда* (иначе оно испытывало бы бесконечную силу тяготения) и продолжает сжиматься к центру. Тем более, что сжатие не может остановиться и внутри сферы *Шварцшильда*.

Любая частица или, например, космический корабль, оказавшись на расстоянии меньше гравитационного радиуса, должна неудержимо падать к тяготеющему центру. Такое явление неудержимого сжатия тяготеющего тела (например, сжимающейся звезды) получило название *гравитационного релятивистского коллапса*, вызывающего возникновение черной дыры.

Гравитационный коллапс - *гидродинамическое сжатие космического объекта под действием собственного тяготения, приводящее к значительному уменьшению его размеров.*

Если любое тело сжать до размеров гравитационного радиуса, то никакие силы не смогут остановить его дальнейшего сжатия под действием сил тяготения.

Такой процесс может происходить с достаточно массивными звездами (массой более двух солнечных масс).

При наступлении гравитационного коллапса из-под сферы радиуса r_g не может выходить никакое излучение, никакие частицы.

В настоящее время считается доказанным на 99% существование около десятка черных дыр во Вселенной, например, одна из них находится в созвездии Лебедя (Лебедь X). Предполагается существование сверхмассивных черных дыр в ядрах некоторых галактик.

10.9.2. Течение времени и черные дыры

Теория тяготения *Эйнштейна* неразрывно связывает геометрические свойства пространства и течение времени с силами тяготения. В сильном поле тяготения пространство искривляется. В этом случае необходимо применять геометрию *Лобачевского* и *Больяи*, а не *Евклида*.

Риман описывал искривление не только трехмерного пространства, но и четырехмерного и вообще с любым числом измерений. Пространство воздействует на материю, указывая ей, как двигаться, а материя своим тяготением, в свою очередь, показывает, как пространству искривляться.

В настоящее время доказано, что мы живем в едином четырехмерном пространстве-времени.

Действительно, если изучается не только положение тел, но и процессы, происходящие в пространстве, то необходимо включить, кроме пространственных координат, еще и время. В отличие от пространства, в котором три измерения, в слабых гравитационных полях время одномерно и течет в одном направлении.

По теории *Минковского* существует единая сущность - четырехмерное пространство-время.

Следовательно, пространственные расстояния можно вычислить измеряя время, и, наоборот, определять время, зная расстояние, пробегаемое светом.

Проявление единства пространства и времени заключается в том, что с увеличением скорости движения тела течение времени на нем замедляется в точном соответствии с уменьшением его продольных размеров в направлении движения.

Из теории следует, что время в сильном поле тяготения течет медленнее, чем в пространстве со слабым тяготением.

Так, на поверхности Земли время течет медленнее, чем в космическом пространстве, свободном от тяготеющих масс, всего на одну миллиардную часть.

Эксперименты подтвердили замедление времени в поле тяготения Земли.

Время на Солнце также течет медленнее, чем на Земле, и этот сдвиг по времени составляет всего две миллионные доли секунды.

Однако за все пятимиллиардное время их существования на Земле за это время прошло на 10 тысяч лет больше, чем на Солнце.

На нейтронных звездах время течет уже вдвое медленнее, чем на Земле.

В сильном же поле тяготения замедление времени намного больше и становится бесконечно большим, когда радиус тяготеющего тела приближается к гравитационному.

При этом все процессы различной природы замедляются для стороннего наблюдателя. Это и означает, что течение времени замедляется.

При таких условиях колебания электронов в атомах в сильном поле тяготения происходят замедленно и излученные кванты света (фотоны) от этих атомов приходят к наблюдателю с уменьшенной частотой, т.е. "покрасневшими".

Это явление называют *гравитационным красным смещением*.

Причем, чем ближе область излучения располагается к сфере *Шварцшильда*, тем больше замедление времени и тем больше покраснение излученных квантов света.

На самой границе черной дыры замедление времени становится бесконечно большим для внешнего наблюдателя.

Следует еще учесть, что на явление гравитационного красного смещения, вызванного сильным полем тяготения, будет накладываться явление покраснения света из-за эффекта *Доплера*, т.к. поверхность сжимающейся звезды постепенно удаляется от наблюдателя. Поэтому совместное действие этих явлений приводит к тому, что с приближением поверхности звезды к сфере *Шварцшильда* внешний наблюдатель воспринимает приходящий свет от такой звезды все более покрасневшим и все меньшей интенсивности и, наконец, звезда становится невидимой. Далекий внешний наблюдатель никогда не увидит того, что произойдет со звездой после ее сжатия до размеров меньше гравитационного радиуса.

Если для внешнего наблюдателя, по мере приближения поверхности сжимающейся звезды к гравитационному радиусу, время растягивается до бесконечности, то по часам на самой звезде это произойдет за малый промежуток времени.

Например, для звезды с массой, равной солнечной, это время равно всего сотысячной доле секунды.

10.9.3. Гравитационный захват

В релятивистской теории тяготения гравитационный захват - явление захвата прилетающей из бесконечности частицы или другого тела, тяготеющим центром: более массивным телом, например, черной дырой.

В теории тяготения *Ньютона* чисто гравитационный захват одним телом другого невозможен. Частица (тело), прилетающая из бесконечности, имеет отрицательную полную энергию, движется относительно тяготеющего центра по параболе или гиперболе и снова улетает в бесконечность. Если же скорость тела меньше второй космической скорости, то оно будет двигаться по замкнутой кривой, т.е. по эллипсу.

По теории *Эйнштейна* в таком случае траектория движения тела не эллипс, и оно движется по незамкнутой траектории, то приближаясь к черной дыре, то удаляясь от нее.

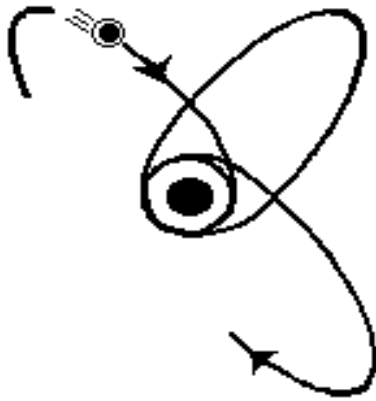


Рис. 10.5

В случае достаточно удаленной от черной дыры траектории тела она представляет собой медленно поворачивающийся в пространстве эллипс (рис. 10.5).

Такой поворот эллиптической орбиты был обнаружен у Меркурия и составил за столетие ≈ 43 угловых секунды.

Кроме того, движение по круговой траектории по классической теории возможно на любом расстоянии от тяготеющего центра

. По теории *Эйнштейна* это происходит иначе. Чем ближе тело к тяготеющему центру, тем больше

его скорость обращения.

На окружности, удаленной на полтора гравитационных радиуса от черной дыры, скорость обращения тела достигнет скорости света в вакууме.

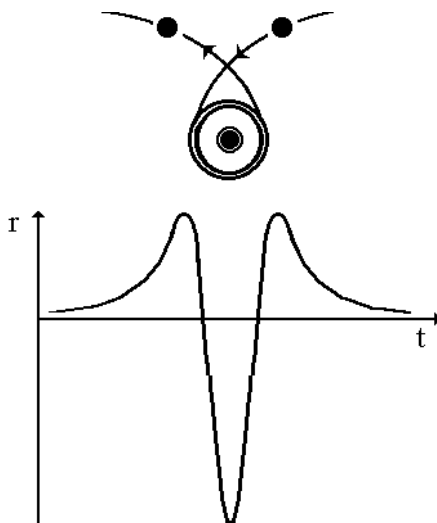


Рис. 10.6

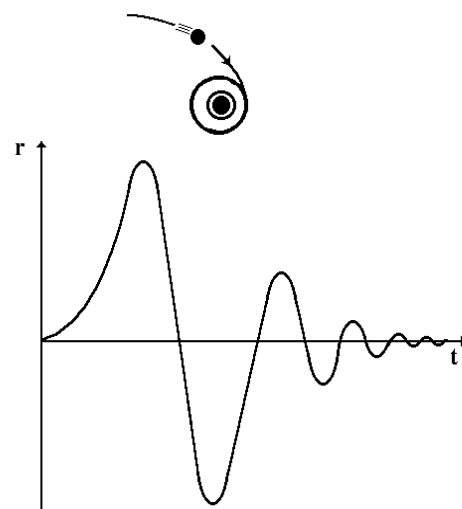


Рис. 10.7

Однако на расстояниях меньше трех гравитационных радиусов движение тела по окружности неустойчиво, если скорость его составляет половину скорости света..

Незначительное возмущение заставит вращающееся тело уйти с орбиты: оно либо улетит в космическое пространство, либо упадет в черную дыру.

Если тело вдали от черной дыры имеет скорость много меньше световой и его орбита пролегает близко к окружности с радиусом, равным двум гравитационным, то оно облетит вокруг черной дыры несколько раз, прежде чем снова улетит в космос (рис. 10.6).

Если же траектория тела подойдет вплотную к окружности двух гравитационных радиусов, то тело окажется захваченным черной дырой (рис. 10.7).

Если траектория тела подойдет еще ближе к черной дыре, то оно неизбежно упадет в черную дыру. Тело, имеющее вторую космическую скорость или больше, навсегда улетит от черной дыры.

Чтобы тело могло вырваться из окрестности черной дыры, недостаточно иметь скорость больше второй космической скорости, нужно еще, чтобы направление вектора скорости составляло с направлением на черную дыру угол больше некоторого критического значения.

При движении тел в поле тяготения черной дыры должны излучаться гравитационные волны.

Согласно теории *Эйнштейна* передача гравитационного взаимодействия происходит со скоростью света (*однако по современным данным гравитационное взаимодействие осуществляется со скоростью на пять порядков больше, чем скорость света*).

10.9.4. Вращающаяся черная дыра

Хотя гравитационные волны пока не обнаружены, однако некоторые астрономические наблюдения указывают на то, что гравитационные волны излучаются при возмущениях достаточно сильных гравитационных полей и при движениях, особенно массивных космических тел.

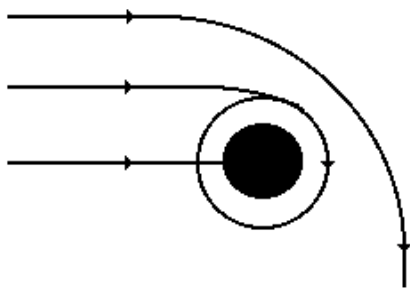


Рис. 10.8

За все время движения тела вокруг черной дыры излучается энергии в виде гравитационных волн в *шесть раз* больше, чем при термоядерных реакциях.

Обнаружение и практическое применение гравитационных волн осложнено тем, что они крайне слабо взаимодействуют с веществом.

В случае падения на черную дыру света, поле тяготения ее будет изменять частоту падающих фотонов, и искривлять траекторию лучей (рис. 10.8). Как показывают расчеты, существует критический радиус окружности

равный полутора гравитационным радиусам, когда фотон может двигаться вокруг черной дыры.

Но это движение неустойчиво и малейшее возмущение приведет к тому, что фотон либо улетит в космос, либо упадет в черную дыру.

До сих пор рассматривались черные дыры, возникающие при сжатии сферических тел, которые обладают сферически симметричным полем тяготения. Если же сжимается не сферическое тело, то в результате гравитационного коллапса возникает совершенно симметричная черная дыра со сферически симметричным внешним полем тяготения, а все лишнее излучается в виде гравитационных волн. Размеры черных дыр ничем не ограничены.

Если сжимающееся тело до коллапса имело, кроме гравитационного поля, еще и другие поля: электрическое, магнитное и т.д., то в процессе гравитационного коллапса будут излучены или погребены в возникающей черной дыре все виды физических полей за исключением гравитационного и электрического. Если до коллапса тело еще и вращалось, то это приводит к возникновению вращающейся черной дыры с вихревым гравитационным полем.

Вихревое поле тяготения черной дыры определяется моментом импульса, который для обычной звезды равен произведению величины скорости вращения на экваторе, радиуса звезды и массы.

В результате коллапса возникает черная дыра с вихревым полем тяготения. Из-за вращения черная дыра будет несколько сплюснута у полюсов. При наличии вращения сила тяготения обращается в бесконечность не на сфере *Шварцшильда* (как говорят "на горизонте" черной дыры), а вне горизонта, на поверхности, которую называют *эргосферой* (рис. 10.9).

Пространство между пределом статичности и горизонтом черной дыры, называют эргосферой.

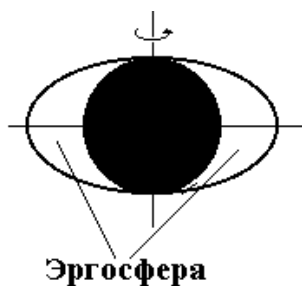


Рис. 10.9

Поверхность эргосферы отстоит от границы черной дыры тем дальше, чем быстрее ее вращение.

При круговом движении тела вокруг черной дыры в том же направлении, что и направление ее вращения, сила тяготения на границе эргосферы и внутри эргосферы оказывается *конечной*. В этом *статическом* случае тело будет вращаться по окружности, не падая в черную дыру, т.е. все тела под границей эргосферы вовлекаются во вращательное движение вокруг черной дыры.

При этом они могут приближаться к черной дыре и удаляться от нее, могут пересекать эргосферу, двигаясь внутрь и наружу.

Если же тело продолжает приближаться к черной дыре, то оно вскоре достигнет границы черной дыры - ее горизонта. На этой поверхности и под ней тела (свет и любые частицы) могут падать только внутрь черной дыры. Здесь движение наружу невозможно и никакая информация не может выйти наружу из-под этого горизонта - границы черной дыры.

В области эргосфере тела могут двигаться с разными угловыми скоростями, но на горизонте они будут иметь одинаковую угловую скорость независимо от того, в какое место поверхности горизонта ни попало бы падающее тело. Вращение черной дыры не может быть сколь угодно большим, потому что она не сможет

возникнуть, если тело вращалось слишком быстро.

При сжатии быстро вращающегося тела на экваторе возникают центробежные силы препятствующие его сжатию в плоскости экватора и тело может сжиматься только вдоль полюсов. Но тогда оно превращается в "блин" радиусом, много большим гравитационного и никакой черной дыры не возникнет.

Вращение черной дыры будет максимальным, когда скорость вращения точек ее экватора будет равна скорости света.

Она будет легче захватывать частицы, летящие вблизи ее в сторону, противоположную вращению, и труднее для частицы, движущейся в сторону вращения черной дыры.

В случае обращения тела по круговой орбите вокруг максимально быстро вращающейся черной дыры, будет излучаться в виде гравитационных волн в семь раз больше энергии, чем при вращении тела вокруг не вращающейся черной дыры.

Когда говорят о черной дыре, то прежде всего отмечают, что она поглощает почти все падающие на нее тела и излучение, и ни что не может вырваться из недр черной дыры, даже свет. Это не совсем так.

Ранее отмечалось, что при вращении тела вокруг черной дыры излучаются гравитационные волны, унося с собой энергию.

Более того, само тело и часть энергии гравитационных волн падает в черную дыру, тем самым, увеличивая ее массу, а значит, и энергию.

Однако часть энергии (массы) вращающейся черной дыры, связанная с вращением, находится, по сути, вне черной дыры и заключена в вихревой компоненте ее гравитационного поля. Вот эту энергию и можно отнять у черной дыры, уменьшая ее массу.

Максимальное количество вращательной энергии черной дыры может унести ракета, когда ее двигатели включаются у самого горизонта черной дыры. При этом площадь горизонта не меняется.

Согласно теории площадь горизонта черной дыры, никогда не уменьшается ни в каких процессах, а сама черная дыра не может разделиться, например, на две черные дыры, а сливаться черные дыры в одну могут, при этом площадь ее горизонта будет больше суммы площадей горизонтов сливающихся черных дыр.

Таким образом, рассматривая процессы, протекающие в окрестности черной дыры, и способы извлечения из нее энергии, видим, что эту энергию можно извлечь либо в форме излучения гравитационных волн, либо в виде кинетической энергии тел, выбрасываемых из эргосферы вращающейся черной дыры.

10.9.5. Сингулярное состояние черных дыр

Все вышерассмотренные заключения следуют из теории, пока не учитываются квантовые явления, протекающие в черной дыре. Допустим, что наблюдатель находится на поверхности звезды, испытывающей гравитационный коллапс. При приближении к источнику сильного гравитационного поля возникают приливные гравитационные силы, которые испытывает любое тело, имеющее конечные размеры. Это происходит из-за того, что сильные поля тяготения всегда неоднородны по составу и поэтому на различные точки таких тел действуют

неодинаковые силы тяготения.

В процессе падения противоборствующие силы давления вещества звезды уже не оказывают никакого сопротивления нарастающей силе тяготения, поэтому поверхность звезды достигнет гравитационного радиуса, пересечет его и будет неудержимо продолжать сжиматься дальше.

Так как процесс сжатия остановиться не может, то за короткий промежуток времени (по часам на поверхности звезды) звезда сожмется в точку, а плотность вещества станет бесконечной, т.е. звезда достигает *сингулярного* состояния.

При приближении к сингулярному состоянию приливные гравитационные силы также стремятся к бесконечности. Это значит, что любое тело будет разорвано приливными силами. Если тело находится под горизонтом, то избежать сингулярности невозможно.

Для черной дыры, например, с массой в десять масс Солнца время падения в сингулярность составляет всего одну стотысячную долю секунды. Любые попытки вырваться из черной дыры приведут к уменьшению промежутка времени вхождения в сингулярное состояние. Чем меньше масса и размер черной дыры, тем больше приливные силы на ее горизонте.

Например, для черной дыры с массой в тысячу масс Солнца приливные силы соответствуют давлению 100 атм. В окрестности сингулярного состояния огромные приливные силы приводят к изменению физических свойств.

Если переходить из внешнего пространства через поверхность горизонта внутрь черной дыры, то в формулах, описывающих четырехмерное пространство-время, *координата времени заменяется радиальной пространственной координатой*, т.е. время превращается в радиальное пространственное расстояние, а это расстояние и есть время.

Расстояние от горизонта до центра черной дыры, конечно, значит, и промежуток времени, в течение которого могут существовать тела внутри черной дыры, конечен. Например, для черной дыры с массой в 10 масс Солнца он составляет $t \approx 10^{-4}$ с. Внутри черной дыры к сингулярности сходятся все стрелы времени, и любое тело будет разрушено, а пространство и время распадаются на кванты. Так, квант времени характеризуется величиной $t_{pl} \approx 10^{-44}$ с, а планковская длина кванта $\ell_{pl} \approx 10^{-33}$ см.

Следовательно, непрерывный поток времени в сингулярности состоит из квантов времени, подобно тому, как поток воды в струе при ее прохождении через сито разбивается на мельчайшие капельки. В связи с этим не имеет смысла спрашивать, что будет потом. Понятия "раньше" и "позже" полностью теряют смысл: квант времени разделить на еще меньшие части принципиально невозможно, как нельзя, например, разделить на части фотон.

При переходе к квантовым процессам все в большей степени проявляется связь энергии и времени. Однако в дальнейшем при описании процессов не обойтись без понятия физического вакуума и его квантовых свойств.

Согласно современным представлениям вакуум не является пустотой, а представляет собой "море" всевозможных виртуальных частиц и античастиц, которые не проявляются как реальные частицы.

Этот вакуум "кипит", непрерывно порождая на короткое время пары

виртуальных частиц и античастиц, которые мгновенно исчезают. В реальные частицы и античастицы они превратиться не могут.

В соответствии с соотношением неопределенностей *Гейзенберга*, произведение времени жизни Δt виртуальной пары частиц на их энергию ΔW порядка постоянной *Планка* h .

Если же на физический вакуум наложить какое-либо сильное поле (например, электрическое, магнитное и т.д.), то под воздействием его энергии некоторые виртуальные частицы могут стать реальными, т.е. в сильном поле происходит рождение реальных частиц из физического вакуума за счет энергии этого поля.

Например, в сильном электрическом поле из вакуума рождаются электроны и позитроны. При изучении свойств физического вакуума около вращающейся черной дыры теоретически доказано, что должно происходить рождение квантов излучения за счет энергии вихревого поля тяготения.

Так как виртуальные частицы и античастицы рождаются в вакууме на некотором расстоянии друг от друга, то в случае наличия вихревого поля тяготения черной дыры частица может родиться вне горизонта, а ее античастица под горизонтом. Это означает, что частица может улететь в космическое пространство, античастица же упадет в черную дыру.

Следовательно, они уже никогда не могут вновь соединиться и аннигилировать. Поэтому в пространстве возникнет поток частиц, излученный черной дырой, который уносит с собой часть ее энергии. Это приведет к уменьшению массы и размеров черной дыры.

Такой процесс излучения подобен тому, когда поверхность тела нагрета до определенной температуры.

Так, для черной дыры в 10 масс Солнца температура составляет $\approx 10^{-8}$ К. Чем, больше масса черной дыры, тем меньше ее температура, и, наоборот, чем меньше масса, тем выше температура. Так, черная дыра с массой $m \approx 10^{12}$ кг и размером в атомное ядро будет иметь мощность квантового испарения $\approx 10^{10}$ Вт на протяжении $\approx 10^{10}$ лет при температуре $T \approx 10^{11}$ К.

Когда масса черной дыры уменьшится до $m \approx 10^6$ кг, а температура достигнет $T \approx 10^{15}$ К, процесс излучения приведет к взрыву и за 0,1 с выделится количество энергии, сравнимой со взрывом 10^6 мегатонных водородных бомб.

Такие черные мини-дыры могли возникнуть в самом начале расширения Вселенной $\approx 15 \cdot 10^9$ лет, когда все вещество еще находилось в состоянии космологической сингулярности с огромной плотностью $\approx 10^{94}$ г/см³ и никакого дополнительного сжатия некоторой массы сверхгорячей плазмы до размеров гравитационного радиуса не требовалось.

Таким образом, в природе, возможно, есть черные мини-дыры ранней Вселенной, массивные черные дыры звездного происхождения и сверхмассивные - в ядрах галактик.

Основная масса звезд Галактик сосредоточена в ее ядре. Из-за существования сверхсильного гравитационного поля ядро галактики неустойчиво, т.к. находится в сингулярном состоянии.

Не являются ли квазары - звездоподобные объекты - ядрами галактик, испытавших космологический взрыв.

10.10. Космологическая сингулярность

Новый этап в развитии современной космологии наступил после работ *Фридмана* (1922 г.).

Используя релятивистскую теорию тяготения *Эйнштейна*, он получил математическую модель движения вещества во всей Вселенной под действием сил тяготения. *Фридман* доказал, что вещество Вселенной не может находиться в покое, т.е. Вселенная нестационарна: она должна либо сжиматься, либо расширяться. Из теории *Фридмана* следует, что наша Вселенная возникла из состояния космологической сингулярности.

В 1948 г. *Гамов*, *Альфер* и *Херман* предложили вариант возникновения горячей Вселенной как результат "Большого Взрыва" вещества.

Основная идея гипотезы горячей Вселенной заключалась в том, чтобы процессы протекания термоядерных реакций в самом начале расширения Вселенной после взрыва и по мере дальнейшей ее эволюции привели к наблюдаемому в космосе в настоящее время соотношению между количеством различных химических элементов и их изотопов.

Наблюдения за различными объектами Вселенной: горячими звездами, большими газовыми туманностями, гигантскими молекулярными облаками, Солнцем, космическими лучами, квазарами, галактиками и т.д. показали, что в них, по массе, обнаруживается $\approx 25 - 27\%$ гелия, $\approx 70 - 72\%$ водорода и малая примесь остальных химических элементов, доля которых меняется от объекта к объекту, а содержание гелия и водорода постоянно.

Но до образования небесных тел (галактик, звезд и т.д.) вещество Вселенной однородно (все четыре силовых взаимодействия представляет одно "суперобъединение" при температуре $T \approx 10^{32}$ К) и ни каких перепадов давления не имелось, следовательно, не было и силы, в результате которой и началось стремительное расширение. Особую роль при этом сыграл физический вакуум.

Причем он в зависимости от условий может быть разным.

В нем вместе с *плотностью энергии* (из-за взаимодействия виртуальных частиц) одновременно возникают *натяжения* (подобно силам натяжения, возникающим при растяжении, например металлического стержня).

Эти натяжения эквивалентны отрицательному давлению, т.е. как бы возникает отрицательное давление. В обычных средах натяжения и давления составляют малую долю полной плотности энергии.

В физическом вакууме отрицательное давление огромно и по абсолютной величине равно плотности энергии.

По мере расширения Вселенной (происходит понижение температуры) симметрия между электромагнитным и слабым взаимодействием нарушается.

Как известно, слабое взаимодействие связывают с наличием особых зарядов (отличных от электрических зарядов, между которыми осуществляется электромагнитное взаимодействие с помощью фотонов) и это взаимодействие происходит на очень малых расстояниях.

Это связано, прежде всего, с большой массой переносчиков слабого взаимодействия W^+ , W^- и Z^0 - бозонов.

Однако при температуре выше $T \approx 10^{15}$ К, как показывает расчет, существует единое электрослабое взаимодействие между частицами.

Его переносчики W^+ , W^- и Z^0 - бозоны и γ -фотоны имеются в изобилии и не обладают массой. Нет массы у кварков и лептонов.

Спустя несколько минут после расширения Вселенной температура упала до $\approx 10^9$ К.

При таких температурах уже стало возможным соединение протонов и нейтронов с образованием ядер дейтерия, которые в результате термоядерных реакций приводили к образованию ядер атомов гелия.

Но из-за продолжающегося расширения Вселенной и снижения температуры термоядерные реакции ранней Вселенной прекращались.

За 5 минут успело образоваться около 25% гелия, а 75% составлял водород.

Действительно многочисленные наблюдения показали, что первое поколение звезд во Вселенной имело именно такой процентный состав.

Ядра атомов более тяжелых элементов появились во Вселенной много миллиардов лет позже в результате ядерных реакций в недрах звезд.

Все активные процессы с участием элементарных частиц закончились, и наступил длительный период относительно спокойного расширения Вселенной.

Расширяющееся вещество представляло собой высокотемпературную, ионизированную плазму, не прозрачную для излучения фотонов, которое и определяло в тот момент силу давления.

В этой смеси плазмы и излучения имелись небольшие колебания плотности вещества - звуковые волны.

По истечении $\approx 3 \cdot 10^5$ лет фотонной эры, за счет продолжающегося расширения Вселенной, плазма остыла до $\approx 4 \cdot 10^3$ К и превратилась в нейтральный газ в процессе захвата ядрами атомов свободных электронов. Этот газ стал прозрачным для фотонов, которые получили (открыты в 1965 г.) название *реликтового излучения*.

В настоящее время энергия реликтовых фотонов уменьшилась, а температура фотонного излучения составляет всего 3 - 5 К.

Реликтовое излучение представляет собой слабый радиосум, приходящий из космоса независимо от направления приемной антенны. Число фотонов реликтового излучения, находящихся в каждом 1 см^3 Вселенной, ≈ 500 , а их плотность энергии $\approx 5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³.

Из-за отсутствия давления излучения упругость нейтрального газа резко упала и стало возможным проявление гравитационной неустойчивости, которая привела к образованию достаточно больших по размеру сгущений газа.

Вследствие уплотнения звуковых колебаний при распространении их в этих комках газа, силы тяготения начинают увеличиваться, что и приводит к образованию массивных облаков, эволюционирующих в дальнейшем в сверхскопления галактик, скопления галактик и галактики.

Все что наблюдается сегодня в космосе - проявление космологической сингулярности.

В настоящее время считается, что никакого предварительного сжатия перед космологической сингулярностью не было, она стала истоком времени, а

сингулярность внутри черной дыры является концом ручейков реки времени.

Поэтому в космологической сингулярности время и пространство так же распадаются на кванты.

В связи с этим теряет смысл сам вопрос, а что было еще раньше?

Можно только отметить, что вблизи сингулярности в масштабах квантов времени и пространства, существовала "пена" этих квантов, т.е. наблюдались квантовые флуктуации пространства и времени.

В это время рождаются и тут же исчезают небольшие "виртуальные" замкнутые миры и виртуальные черные, и белые дыры.

Столь малые размеры при больших энергиях кипящей "пены", обусловили возможность существования не трех, а более измерений.

Однако эти дополнительные измерения остаются скрученными и не реализуются, а остаются только три пространственных измерения, которые при расширении вещества приводят к современному состоянию Вселенной.

Следовательно, время в сингулярности в корне меняет свои квантовые свойства и начало расширения Вселенной является истоком нашего непрерывного потока времени, которое течет в одном направлении: от прошлого к будущему.

Известно, что космологическая сингулярность произошла $\approx 15 - 20$ млрд. лет назад.

За это время, свет вышедший из какого-либо источника даже в момент начала расширения, успеет пройти конечное расстояние во Вселенной $\approx 15-20$ млрд. световых лет или около $\approx 6 \cdot 10^{15}$ пк.

Поэтому точки пространства Вселенной, лежащие от нас на таких расстояниях, называют горизонтом видимости.

Следовательно, те области пространства, которые лежат за горизонтом видимости, сегодня принципиально не наблюдаемы, а вблизи горизонта видимости мы можем наблюдать вещество из далекого прошлого.

Из-за эффекта *Доплера* красное смещение света неограниченно нарастает, когда излучающий объект приближается к горизонту видимости.

А на самом горизонте - оно бесконечно, поэтому мы можем видеть лишь конечное число звезд и галактик во Вселенной.

В связи с этим решается парадокс классической космологии: фотометрический, который заключается в следующем.

Так как Вселенная бесконечна, она заполнена бесконечным числом звезд и луч зрения рано или поздно встретит светящуюся звезду.

В этом случае все небо должно сиять как поверхность Солнца или поверхность других звезд.

В действительности из-за наличия горизонта видимости мы видим конечное число звезд, которые редко разбросаны в пространстве.

Наше ночное небо представляется темным: в нем видны хаотично разбросанные светящиеся точки звезд.

Подтверждением горячего начала возникновения нашей Вселенной являются результаты наблюдений за объектами космического пространства.

К ним относятся, например, наличие реликтового излучения, наличие $\approx 25 - 30\%$ гелия в составе до звездного вещества ранней Вселенной.

10.11. Поляризация времени

Мы живем в мире, в котором время является лишь одномерным и однонаправленным: оно течет от прошлого через настоящее к будущему. Время выстроилось в три стрелы: психологическую, термодинамическую и космологическую. На современном этапе все они направлены в одну сторону.

Однако в сверхсильных гравитационных полях или в состоянии сингулярности не происходит разрыва связи времени: просто оно распадается на кванты времени, т.е. на миллиарды миллиардов квантовых ручейков или квантовых капель. Разрыва времени не происходит, а происходит его квантовое изменение. Реальное время двумерно. Его можно изобразить векторами на плоскости, а мы видим лишь его проекции на одну ось. Во Вселенной не существует одновременности. Любое реальное тело в мире разновременно. Любой процесс, протекающий как бы мгновенно, есть лишь равнодействующая бесконечно разных, бесконечно далеких одна от другой эпох, скрещенных в миг в данной точке тела.

Каждый объект (человек) существует в своем индивидуальном времени. Но изолированных объектов нет, все тела взаимодействуют со своим окружением (оно бесконечно): атом с атомом, звезда со звездой, галактика с галактикой и т.д. Эта связь реальна, но одновременна ли она? Мы видим ближайшую звезду Проксиму из созвездия α -Центавра, какой она была 4,3 световых года назад. Луч от нашего Солнца идет к Земле $\sim 8,3$ минуты. Удаленные галактики видятся нам такими, какими они были миллиарды лет назад. Горизонт видимости нашей Вселенной $\sim 10^{10}$ световых лет.

Следовательно, Вселенная в любой точке пространства в любые мгновения разновременна. Реальной одновременности не существует.

Одновременная разновременность - реальный физический процесс, который определяет всю структуру мироздания, взаимодействие всех материальных объектов Вселенной: пыли, газа, частиц, фотонов, гравитационных волн и т.д. Одно приходит из прошлого вчера, другое из прошлого миллиарды лет назад, а в сумме их действие в любом месте мгновенно. В ответ каждый объект на воздействие этих разновременных сил отвечает своим воздействием, но и оно достигает его соседей не одновременно.

Таки образом, действующее время любой точки Вселенной - равновесие всех прошедших эпох, вся безмерная громада миллиардолетий, сведенная в одно мгновение. Следовательно, настоящее никогда не теряется в бездне прошлого и реально существует в далеком будущем.

Для выхода из однолинейности времени возможен переход в двухмерное время, т.е. существует перпендикулярное время - в итоге произойдет поляризация времени. В результате оно будет течь по замкнутой криволинейной траектории, например, по окружности. В этом случае не происходит разрыва времени, а наблюдается переход в соседнее время, в иное время, не оторванное от своего, а только искривленное. В каждый момент мы движемся вперед в сторону будущего, а в сумме все больше и больше отклоняемся от него. В какой-то точке, продолжая двигаться вперед, мы расстанемся со своим будущим, не пересекая нуля времени, и

начинаем движение к своему прошлому, которое теперь и является нашим будущим. Происходит движение по *кольцу времени*.

Если создать генератор фазового времени - сингулятор времени, который бы позволил сжимать и растягивать время, менять знак течения времени, а также искривлять его, т.е. использовать его поляризацию, то можно было бы вернуться в любую эпоху прошлого или попасть в будущее.

10.12. Наша Галактика - “Млечный Путь”

Галактика “Млечный Путь” - спиральная звездная система, содержащая $\approx 10^{11}$ звезд разных поколений, к которой относится и наше Солнце, Земля и др. планеты солнечной системы.

Кроме звезд галактика имеет межзвездную среду из газовых облаков и пыли. На расстоянии 8 - 10 кпк, где находится наше Солнце, скорость вращения галактики 220 - 250 км/с.

По своей структуре галактика “Млечный Путь” относится к *спиральным*. Большое число видимых звезд галактики занимают в пространстве объем в виде *диска*, а меньшая их часть образуют *гало* сферической формы (рис. 10.10).

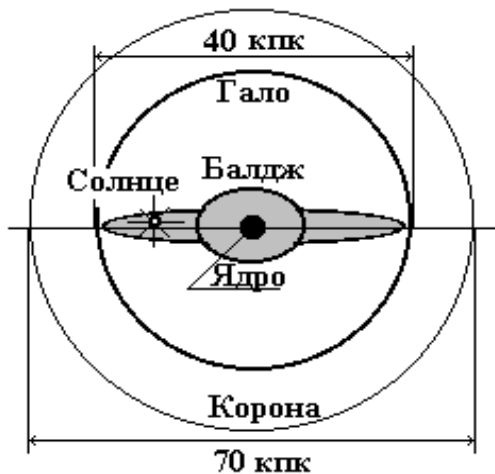


Рис. 10.10

В центральной части диска имеется утолщение (*балдж*). Поперечник диска галактики ≈ 30 кпк, балджа - 8 кпк.

Галактика имеет плоскость симметрии, называемую галактической плоскостью (плоскость диска), и ось симметрии (ось вращения галактики).

Наличие диска Галактики указывает на ее быстрое вращение вокруг оси вращения, которое является дифференциальным.

При $R > 15$ кпк линейная скорость вращения либо остается постоянной, либо незначительно возрастает, что связывают с

существованием у Галактики массивной короны, содержащей скрытую массу неизвестного вещества (предполагается, что это мощные облака нейтрино).

В галактической плоскости находятся спиральные рукава, толщиной 1-2 кпк, в которых сосредоточены почти все горячие звезды высокой светимости и значительная часть газопылевой материи.

Масса нашей Галактики $\approx 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ($M_{\odot} \approx 1,99 \cdot 10^{33}$ г).

На звездную составляющую галактики приходится 98% $M_{\text{гал}}$, на газ и др. компоненты межзвездной среды - 2% $M_{\text{гал}}$.

Пространственная концентрация звезд уменьшается с удалением от центра Галактики: в центре она составляет $\approx 10^6$ звезд в 1 пк^3 , на расстоянии 1 кпк от центра - несколько звезд в 1 пк^3 , в галактических окрестностях Солнца - примерно

1 звезда на 8 пк^3 . Наше Солнце расположено вблизи галактической плоскости на расстоянии от нее $\approx 20 \text{ пк}$ и $\approx 8 - 10 \text{ кпк}$ от галактического центра, на внутреннем краю рукава Ориона.

Большинство звезд Галактики входит в состав двойных звезд, кратных звездных систем, рассеянных и шаровых звездных скоплений.

Рассеянные скопления (открыто 1000, предполагается наличие их до 50000) равномерно распределены по радиусу Галактики.

Шаровые звездные скопления (открыто 150, предполагается, что их максимальное число - 500), включающие до 10^5 звезд, сильно концентрируются к центру Галактики.

Молекулярный газ сконцентрирован вблизи галактической плоскости, причем он прижат к ней сильнее, чем любые другие газовые компоненты. Действительно, чем холоднее газ, тем труднее ему противостоять притяжению центральной части Галактики, которое стремится сконцентрировать все вещество в плоскости вращения. Более горячий газ почти не удерживается вблизи плоскости Галактики и уходит вверх, в гало, а холодные компоненты межзвездной среды образуют вдоль галактической плоскости диск, толщина которого возрастает по мере удаления от центра галактики к периферии в несколько раз в связи с уменьшением тяготения.

Период вращения Галактики в окрестностях Солнца составляет 230-250 млн лет - *галактический год*. Спиральные рукава Галактики вращаются с постоянной скоростью. В окрестности Солнца существует *коротационный круг* диаметром 250 пк, где $\omega_{\text{гал}} = \omega_{\text{спир}}$.

Галактические объекты различаются по возрастам, химическому составу, пространственным положениям и кинематическим характеристикам. Существует население I (диска) и население II (гало).

Возраст Галактики оценивается в $\approx 15 \cdot 10^9$ лет. Население II - старые объекты. Подавляющее большинство звезд гало имеет массу $\approx 0,85 M_{\odot}$. В них понижено, по сравнению с Солнцем (звезда третьего поколения), содержание металлов. Наблюдается их сильная концентрация к центру Галактики. Все они движутся вокруг центра Галактики по сильно вытянутым и хаотически ориентированным эллиптическим орбитам, которые образуют сферическую составляющую галактики (гало).

К населению II относится подсистема шаровых скоплений, планетарных туманностей, короткопериодических *цефеид*, *красных гигантов* и др. объектов.

Среди населения I (диска) встречаются звезды различных масс и широкого диапазона возрастов от 1 до 10^{10} лет.

Самую плоскую подсистему толщиной $\approx 200 \text{ пк}$ (парсек) по нормали к плоскости Галактики образуют массивные звезды высокой светимости спектральных классов O и B, межзвездная пыль и газ, гигантские молекулярные облака (в основном водорода) и др. Эти объекты сравнительно молодые, вращаются по круговым орбитам вокруг центра Галактики и связаны со спиральными рукавами. Большинство объектов Галактики сосредоточено в ее диске. Возраст самых старых объектов для звездных скоплений населения I не более 5-7 млрд. лет, имеют содержание химических элементов, близкое к Солнечному.

Замечание: по последним данным в центре нашей Галактики обнаружен звездоподобный объект Стрелец А; имеет массу $\approx 2,5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ и занимает малые размеры. Предполагается, что это черная дыра.

В особую составляющую можно выделить балдж - звездное утолщение вокруг ядра Галактики по форме, близкое к сферическому и не относящееся к диску.

Области наиболее сильного звездообразования расположены в кольце от 3 кпк до 7 кпк от центра Галактики; здесь же сосредоточены и гигантские молекулярные облака, масса которых составляет 80 % всего молекулярного вещества межзвездной среды, и связанные с ними молодые звезды.

В пределах этого кольца содержится наибольшее число пульсаров и остатков от взрывов сверхновых звезд и оттуда исходит наиболее сильное нетепловое радиоизлучение, повышена концентрация областей горячего ионизированного газа (НИ) и ассоциаций горячих молодых звезд. Поэтому последние несколько миллиардов лет звездообразование происходило в кольце 3 - 7 кпк от центра и в галактическом центре. Установлено, что звезды не рождаются по одиночке, а образуют звездные ассоциации и звездные комплексы, которые возникают также группами.

Примерно 10 млрд. лет назад произошел перерыв в звездообразовании, как предполагается из-за массового взрыва сверхновых. В результате этого межзвездная среда была обогащена металлами и сильно перемешана. Затем началось осаждение вещества к центру и образование плоской подсистемы галактики.

Галактический центр - область радиусом ≈ 1 кпк в центре ядра Галактики, в созвездии Стрельца. Главным элементом галактического центра считается звездное скопление, имеющее форму эллипсоида вращения с растущей концентрацией звезд к центру. Большая ось эллипсоида лежит в галактической плоскости, малая - расположена вдоль оси вращения. Отношение полуосей $\approx 0,4$. Звезды на расстоянии 1 кпк от галактического центра движутся вокруг него со скоростью 270 км/с. Период обращения 25 млн. лет. Масса скопления $10^{10} M_{\odot}$. В пределах бара расположен газовый диск ($R \approx 700 - 1000$ пк) массой $10^8 M_{\odot}$, состоящий преимущественно из молекулярного водорода.

Еще ближе к центру обнаружено вращающееся и расширяющееся кольцо молекулярного водорода (массой $\approx 10^5 M_{\odot}$) радиусом ≈ 150 пк и скоростью вращения ≈ 50 км/с, скорость расширения ≈ 140 км/с. Ось вращения кольца наклонена к оси вращения Галактики на $\approx 7^{\circ} - 10^{\circ}$. Наблюдаемая картина является следствием взрыва в ядре Галактики, произошедшего около 12 млн. лет назад. В состав кольца входят газопылевые облака, самым крупным из них является Sgr 82 массой $\approx 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$ на расстоянии ≈ 120 пк от центра диаметром ≈ 30 пк. Внутри молекулярного кольца находится центральное пылевое облако ($R \approx 15$ пк) с плотностью $\approx 10^{-22}$ г / см³.

Тонкий центральный молекулярный диск, в свою очередь, погружен в более утолщенный и протяженный диск из атомарного водорода, ось которого наклонена к галактической оси на $\approx 30^{\circ}$. Возможно, вещество этого диска было захвачено Галактикой за счет приливных сил и поглощения малой галактики-спутника.

Вблизи самого центра Галактики наблюдаются два радиоисточника Sgr A(W) - Стрелец А (западный) и Sgr A(E) - Стрелец А (восточный), который является протяженным, находится за центром, является остатком вспышки сверхновой звезды. Западный, сверхкомпактный источник Sgr A(W) совпадает с динамическим центром Галактики, окружен газопылевым кольцом радиуса ≈ 2 пк, имеет скорость вращения ≈ 80 км/с.

Внутри сферы $R=1,5$ пк пыли нет и весь газ ионизирован. Эта область имеет массу $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$, в ней наблюдаются плазменные облака, бар (перемычка) и компактный источник нетеплового излучения Sgr A* радиусом $\approx 10^{-4}$ пк, который смещен относительно бара на $\approx 0,15$ пк.

Огромное скопление газа и пыли в ядре приводят к бурному развитию процессов звездообразования на протяжении всей эволюции Галактики. В самом центре ядра возможно существование сверхмассивной черной дыры массой $\approx 10^6 M_{\odot}$ или сверхкомпактного звездного скопления.

Магнитное поле нашей Галактики наиболее сильно в спиральных ветвях, где силовые линии параллельны плоскости галактики и вытянуты вдоль спиральных рукавов. Напряженность магнитного поля в диске галактики составляет $\approx 2 \cdot 10^{-5}$ Э.

Все объекты во Вселенной находятся в движении. Например, наша Земля вращается вокруг собственной оси со скоростью $\sim 0,5$ км/с, а вокруг Солнца - со скоростью ~ 30 км/с. Солнце движется к созвездию Геркулеса со скоростью ~ 20 км/с, а Солнечная система вращается вокруг центра галактики "Млечный Путь" со скоростью ~ 250 км/с.

В свою очередь, наша Галактика движется к созвездию Гидра со скоростью ~ 600 км/с.

Местное скопление галактик (Млечный Путь, Туманность Андромеды и др.) движется к созвездию Персея.

Сверхскопление (куда входит наша Галактика), сверхскопление в созвездии Дева и ряд сверхскоплений галактик в Персее и Гидре Центавра движутся со скоростью ~ 700 км/с к созвездию Южный Крест.

Считается, что там находится мощный притягиватель неизвестной природы, масса которого оценивается в 10 тысяч масс Галактики "Млечный Путь", находящегося на расстоянии 150 - 300 млн. световых лет от нас.

10.13. Время и Вселенная

Человечество всегда интересовал вопрос, почему время течет в одну сторону - от прошлого в будущее?

В одних процессах время замедляет свой бег, а в других - ускоряет.

Например, среди частиц космических лучей встречаются протоны высоких энергий, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света на 99,9%.

Время у них идет в $\sim 10^{10}$ раз медленнее, чем на Земле.

Если по нашим часам такой протон пересечет нашу Галактику за 100 000 лет, то по собственным часам он ее пересечет за 5 мин.

Еще пример, из двойной звездной системы SS 433 (до нее 10^4 световых лет)

истекают в противоположные стороны две мощные газовые струи нагретого водорода со скоростью $\sim 8 \cdot 10^4$ км/с каждая.

Из-за вращения системы направление выброса струй все время меняется в пространстве с периодом 164 дня.

Дважды за период выброс струй происходит точно поперек луча зрения на Земле.

В этом случае эффект Доплера не проявляется, но наблюдается покраснение (изменение частоты) спектральных линий водорода, вызванное замедлением времени из-за быстрого истечения газовых струй.

С другой стороны, тяготение изменяет пространство-время. В сильном поле тяготения время замедляет свой бег.

Например, на поверхности нейтронной звезды время течет в 1,5 раза медленнее, а в ее центре - в 2,5 раза по сравнению с нашим временем.

Вблизи черной дыры силы тяготения неограниченно возрастают, изменяя геометрические свойства пространства, и замедляется течение времени.

С точки зрения внешнего наблюдателя при приближении к горизонту событий темп течения времени замедляется и на горизонте событий время растягивается до бесконечности.

Внутри самой черной дыры *время распадается на кванты*. Радиальная координата пространства заменяется координатой времени и наоборот.

Для наблюдателя, приближающегося к черной дыре со скоростью света, время также замедляет свой бег, как на любом быстро летящем теле. Это замедление компенсирует замирание падения корабля.

Растягивающаяся до бесконечности картина приближения корабля к границе черной дыры из-за все большего растягивания секунд на падающем корабле измеряется конечным числом секунд.

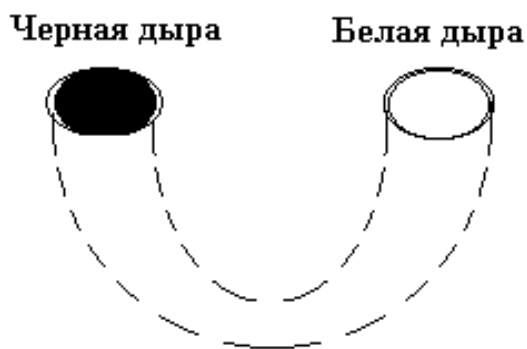


Рис. 10.11

(рис. 10.11). Однако белые дыры и горловина неустойчивы и в природе пока не обнаружены.

При путешествии наблюдателя (космонавта) с около световой скоростью в просторах Вселенной лучи света от звезд становятся наклонными в сторону его движения.

Поэтому он увидит звезды, как бы сместившимися на небосводе к точке, куда

По часам падающего наблюдателя до пересечения границы черной дыры, протекло конечное число секунд.

Кроме черных дыр, возможно существование *белых дыр*. В белую дыру упасть нельзя, из нее можно только вылететь. Белые дыры вероятно проявляют себя в *квазарах* - компактных звездных образованиях - ядер некоторых галактик, из которых истекает материя мощной энергии.

Широко обсуждается существование горловины между черной и белой дырами

направлено его движение.

Это связано с *абберацией света*. Причем, небо впереди будет усеяно звездами гуще, чем сзади. При этом изменится и цвет звезд.

Впереди будут наблюдаться голубовытые звезды (*фиолетовое смещение* при сближении) и их яркость увеличена.

В противоположном направлении, на небосводе мало слабосветящихся, красноватых звезд (*красное смещение* - при удалении объектов).

Свет от звезд мы видим каким он был в прошлом многие миллионы и миллиарды лет назад. Например, луч света от Солнца до Земли движется ~8 минут. Мы и вспоминаем в основном прошлые события, и только писатели-фантасты уводят читателей в будущее.

При движении со световой скоростью к центру нашей Галактики "Млечный Путь" и обратно, по земным часам пройдет около 60000 лет.

На Земле за это время сменятся многие поколения людей, а по часам на звездолете пройдет около 40 лет, т.е. космонавты по возвращении окажутся заброшенными в далекое будущее.

Таким образом, время не всегда течет плавно и неизменно из прошлого в будущее: оно может замедлять или ускорять свой бег и даже может распадаться на кванты.

В элементарных процессах время обратимо, а в сложных процессах - необратимо (II закон термодинамики и другие явления, например, диффузия молекул капли чернил в воде).

Почему во всех этих процессах возникает необратимость, если они суммируются из движений частиц, которые явно обратимы во времени?

Все дело в том, что в сложной системе из многих частиц, в силу случайности многих взаимодействий между ними, неизбежно нарастает беспорядок (хаос).

Энтропия и есть мера беспорядка, т.е. вероятностные законы статистики при случайных взаимодействиях определяют направление необратимых процессов.

Течение времени проявляется в любых процессах и в одну сторону.

Существуют три вида явлений в природе, которые характеризуют общую "*стрелу времени*".

Первый класс явлений - это термодинамические процессы. Они протекают в направлении увеличения беспорядка и роста энтропии, т.е. они определяют "*термодинамическую стрелу времени*".

Второе явление - это продолжающееся расширение Вселенной, которое определяет "*космологическую стрелу времени*".

Третий класс явлений - это наши психологические состояния - процессы, вызывающие субъективное ощущение течения времени, т.е. наша память определяет "*психологическую стрелу времени*".

Все три стелы времени в нашей Вселенной направлены в одну сторону.

Любая психологическая работа мозга увеличивает энтропию окружающего пространства, поэтому и совпадают по направлению "психологическая и термодинамическая стрелы времени".

Однако в момент рождения Вселенной ее квантовое состояние было максимально упорядочено, а сейчас все виды энергий переходят в тепловую.

Если же Вселенная начнет сжиматься, то "космологическая стрела времени" повернет в обратную сторону, а остальные две сохранят направление. Между тремя стрелами времени наступит рассогласование.

Существование состояния сегодняшней Вселенной и жизни возможно только на стадии расширяющейся Вселенной, когда все три стрелы времени направлены в одну сторону.

10.14. Солнечная система

Наблюдая в темную августовскую ночь усеянное звездами небо, древние мыслители, философы и ученые разных эпох задумывались о происхождении Земли, звезд и окружающего космического пространства. Предлагались различные гипотезы происхождения Солнечной системы. Например, гипотезы Декарта, Бюффона, Канта, Лапласа, Шмидта и др.

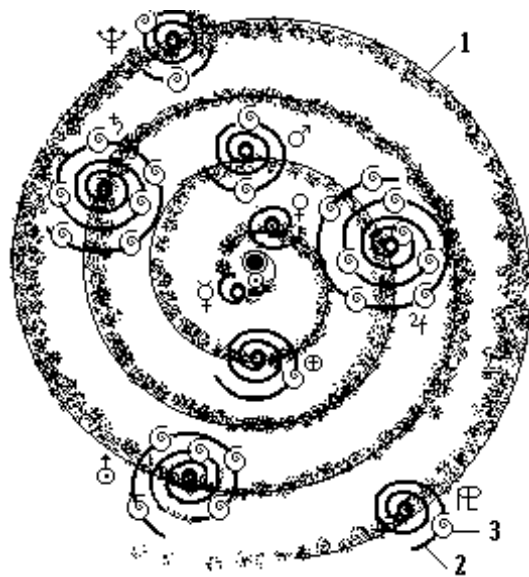
Анализируя движение, и параметры планет Солнечной системы обнаружено, что из 40 спутников 29 обращаются в том же направлении, что и планеты и Солнце (сколько в действительности имеется спутников планет - постоянно уточняется).

Из 10 спутников Урана, вращающихся в обратном направлении, 4 согласуют свое движение с направлением вращения Урана, чья ось наклонена почти под прямым углом к плоскости эклиптики (98°). Следовательно, только 6 спутников имеют направление движения, обратное движению своих планет. Планеты Венера и Уран имеют обратное вращение вокруг своей оси.

Считается, что приливное взаимодействие протопланетных сгустков ответственно за обратное вращение Венеры и синхронизацию этого вращения относительно Земли.

Изучение динамики движения и параметров Солнца, планет и спутников, позволило группе академика Шило предложить модель образования Солнечной системы, согласно которой они возникли из энергетически общей динамической системы, изолированной от других звезд.

Это могло быть спиралевидное облако, диаметр которого превышал современную Солнечную систему. Облако вращалось против часовой стрелки и могло возникнуть в рукаве нашей



- 1- Спираль первого порядка,
2- Спираль второго порядка,
3- Спираль третьего порядка.

- ☉ - Солнце, ☿ - Меркурий,
♀ - Венера, ♁ - Земля,
♂ - Марс, ♃ - Юпитер,
♄ - Сатурн, ♅ - Уран,
♆ - Нептун, ♇ - Плутон.

Рис. 10.12

Галактики "Млечный Путь" в условиях сжатия, гравитационной неустойчивости и развития сильных газопылевых вихрей.

В центре ПротоСолнечного облака, которое можно назвать спиралью первого порядка (рис. 10.12), образовалось ядро, содержащее в себе основную массу облака (более 95 %).

На витках спирали первого порядка возникли местные спиралевидные движения, или вихри - протопланетные спирали второго порядка.

Их ядра впоследствии преобразовались в планеты. На них, в свою очередь, формировались спирали третьего порядка со своими ядрами - будущими спутниками планет. За счет магнитного поля произошла передача полного момента импульса от Солнца планетам.

В соответствии с направлением вращения всего облака (спирали первого порядка), спутники должны были приобрести движение,

согласованное с вращением планет и Солнца, возникшего из центрального протоСолнечного ядра.

Такая модель образования Солнечной системы снимает противоречия в распределении массы и момента импульса между Солнцем, планетами и их спутниками. У Солнца и планет-гигантов угловая скорость внешних газовых слоев отличается от угловой скорости внутренних слоев.

Этим объясняется и сильный рост удельного момента импульса по мере удаления планет от Солнца.

Предложенная модель образования Солнечной системы из спиралевидного облака с вихревой структурой объясняет причины сосредоточения спутников у Юпитера и Сатурна. Действительно, ближе к Солнцу спутники или вообще не возникали (Меркурий, Венера), или их количество лимитировалось незначительными массами вещества на витках спирали первого порядка (Земля, Марс), т.к. центральное ядро отбирало вещество, удаленное от протопланетных ядер спиралей второго порядка. Возникший дефицит массы не позволял или затруднял формирование спиралей третьего порядка. По мере удаления от ПротоСолнечного ядра, на витках спиралей первого порядка гравитационное его влияние было слабее, поэтому в сгустках ПротоСолнечного вещества накапливались достаточно большие массы с энергетически напряженными движениями вихрей. Из них формировались спирали второго порядка, чьи ядра затем превратились в планеты-гиганты.

В свою очередь на их спиральных витках вихревые движения преобразовывались в спирали третьего порядка, из ядер которых затем возникли спутники планет. На самых удаленных витках спирали первого порядка гравитационное поле еще более ослаблено и термический режим был невысок, что возбуждало менее сложные вихревые движения, и спутников формировалось меньше. В зоне образования планеты Плутон скорости убегания частиц были настолько малы, что на самом последнем витке спирали первого порядка происходило рассеивание вещества за пределы спирального облака. Подобные условия образования планет допускают формирование сложных двойных спиралей с разными по массе ядрами, вращающимися вокруг барицентра. Примером такой системы могут служить Земля и ее спутник Луна.

Спиралевидные движения широко распространены в космическом пространстве. Например, спиралевидные галактики, к которым относятся наша Галактика "Млечный Путь", галактика Андромеда и др.

В связи с рассматриваемой моделью возникает проблема преобразования спиралевидных движений в кольцевые. Наличие спиралей и колец удалось обнаружить в Калифорнии (Невадийский гранитный массив). Спирали, или вихри - распространенная форма формирования и эволюционного развития вещества в Метагалактике. После полного распада спиралей первого, второго и третьего порядков произошло образование из их ядер Солнца, планет и спутников. Этот процесс длился 7 - 8 млрд. лет. Формирование планет земной группы (Меркурий, Венера, Земля, Марс) заняло около 10^8 лет. Формирование планет-гигантов происходило в два этапа. Сначала образовались массивные твердые ядра. Для Юпитера этот процесс длился $3 \cdot 10^7$ лет, для Сатурна - $2 \cdot 10^8$ лет, для Урана и Нептуна - около 10^9 лет. После образования ядра с массой около двух масс Земли начинается аккреция газа, которая длится не менее 10^9 лет.

Солнце вместе с планетами вращается, как и все звезды, вокруг галактического центра. Находясь на расстоянии $\approx 8 - 10$ кпк от центра Галактики Солнце, двигаясь по эллиптической орбите, совершает один оборот за ≈ 230 млн. лет. Одновременно Солнце совершает колебательное движение относительно галактической плоскости. Причина колебательного движения Солнца (Солнечной системы) заключается в том, что Солнце находится вблизи галактического экватора на расстоянии ≈ 20 пк.

В связи с тем, что основная часть массы нашей Галактики сосредоточена в тонком диске, Солнце испытывает гравитационное притяжение к этому диску и приближается к экватору. После пересечения галактического экватора оно по инерции будет продолжать удаляться от экватора, но будет испытывать действие возвращающей силы со стороны тонкого диска и в некоторой точке изменит направление на обратное, т.е. станет приближаться к экватору, но с другой

Таблица 10.3

Геологическая эра	Кризисный период	Пересечение Солнцем галактического экватора
Кайнозой	11	0
	37	31
Мезозой	66	64
	91	100
	144	135
	176	166
	193	197
	217	227
	245	259

стороны. Амплитуда колебаний (максимальное удаление от галактической плоскости) составляет примерно 20 пк, а период около 60 млн. лет. Следовательно, каждые ≈ 30 млн. лет Солнце пересекает плоскость Галактики. Сейчас мы находимся на расстоянии ≈ 10 пк от галактического экватора. Это значение расстояния фиксирует фазу колебания. Зная фазу и период можно рассчитать моменты пересечения Солнечной системой галактического экватора.

Соответствующие этим расчетам значения для различных эпох (млн. лет) приведены во втором столбце табл. 10.3.

Как видно эти значения имеют хорошее согласие с наступлением кризисных эпох,

т.е. эволюционные кризисы на Земле наступают всякий раз, когда Солнце пересекает галактический экватор и Солнечная система (и наша Земля) движутся в межзвездной среде, которая может воздействовать на биосферу. В пределах галактического центра диаметром до 1 кпк и в кольце 3 - 7 кпк обнаружены молекулярные облака. В них встречаются гигантские газопылевые комплексы, простирающиеся на многие десятки парсек, тяготея к спиральным рукавам Галактики. Средняя концентрация молекул водорода в них 300 см^{-3} . Помимо молекул водорода в молекулярных облаках обнаружены многие десятки других органических химических соединений (например, аммиак, спирты и т.д.).

В созвездии Ориона газопылевой комплекс имеет концентрацию различных частиц до 10^7 см^{-3} . Их возраст ≈ 100 млн. лет и масса до $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$.

Средняя толщина газопылевых гигантских молекулярных комплексов (ГМК) образует очень плоскую подсистему вокруг галактического экватора толщиной до 100 пк. Если Солнце при колебаниях попадает в такое облако, то его пребывание в нем составляет ≈ 100 тыс. лет.

Попадая в молекулярное облако, при средней плотности его частиц до 100 см^{-3} , границы гелиосферы сокращаются, и Земля значительную часть года будет находиться непосредственно в межзвездной среде Галактики, а не обычной среде околосолнечного пространства, заполненного солнечным ветром, что приводит к возрастанию интенсивности космических лучей. Следовательно, экологические условия ухудшаются. Кроме того, из-за относительно большой плотности межзвездной среде возможно глобальное похолодание и оледенение, частота которого составляет каждые 200 млн. лет.

В газопылевых комплексах возможно присутствие кометоподобных, метеоритных или астероидальных тел. Тогда в период пребывания Солнечной системы в молекулярном облаке возможен их захват Солнцем и последующее столкновение с Землей, что повлечет катастрофические последствия для биосферы Земли. Возможно ли это?

Об этом можно судить по результатам исследований. Например, в слое красной глины, соответствующему переходному периоду от мезозойской эры к кайнозойской, обнаружено аномально высокая концентрация иридия и осмия.

Содержание осмия и иридия весьма мало в земной коре, но более высоко в некоторых кометах, метеоритах и астероидах. Зная среднее отношение доли элементов иридия и осмия к содержанию силикатов и других элементов, широко распространенных в метеоритах, то можно оценить, например, массу астероида, его размеры и энергию, выделяемую при взрыве от удара о поверхность Земли.

Например, при диаметре астероида 10 ± 4 км, энергия взрыва составит $\approx 10^{25}$ Дж, что в 10^6 раз больше энергии взрыва, выделенной в Тунгусской катастрофе 1908 г.

При таком мощном взрыве частицы пыли выбрасываются в стратосферу, что вызовет охлаждение атмосферы и океанов. Полностью или частично будет остановлен фотосинтез, из-за уменьшения интенсивности света в $\approx 10^5$ раз. Уменьшится слой озона. Мельчайшая пыль будет оседать после взрыва в течение нескольких лет и в конечном счете вызовет иридиево-осмиевую аномалию. В результате возможно вымирание некоторых видов животного мира.

О встрече Земли с астероидальными телами свидетельствуют кратеры ударного происхождения. Например, древний кратер на территории ЮАР (образовался $1,97 \pm 0,01$ млрд. лет назад), имеет кратер размером в 140 км или кратер Сэдбери (провинция Онтарио, Канада) имеет возраст $1,84 \pm 0,15$ млрд. лет.

Для одной из иридиево-осмиевой аномалии и близкой к ней даты вымирание видов животного мира в позднем эоцене (37 млн. лет назад) в каталоге земных кратеров сразу обнаруживаются три кратера: Вэнапайти Мистастин (Канада; 28 км, 38 ± 4 млн. лет); Попигайская котловина (СССР; 38 ± 9 млн. лет). Величина этого периода практически совпадает с периодом колебаний Солнца относительно галактического экватора.

Это примечательно еще и тем, что время вымирания видов животного мира и кратерообразования на Земле совпадают по фазе, т.е. приходится на максимумы частоты кратерообразования. По одной из теорий бомбардирующие тела находятся в Солнечной системе, так называемое Облако Оорта, которое содержит не менее 10^{11} кометных ядер, столько же звезд находится в нашей Галактике. Эти кометы большую часть времени проводят вблизи точки афелия своих вытянутых орбит примерно на расстоянии 40 тыс. а.е. от Солнца.

Для гравитационного возмущения Облака Оорта со стороны молекулярного облака межзвездной среды Солнечная система не обязательно должна проходить через молекулярное облако. Достаточно близкого прохождения на расстоянии 5 - 10 пк от Солнца.

Существует гипотеза, что гравитационное возмущение Облака Оорта вызвано необнаруженным пока спутником Солнца (звезда Немезида). Предполагается, что в настоящее время она находится вблизи своего афелия, примерно на расстоянии 90 тыс. а.е. от Солнца ($1 \text{ а.е.} = 1,49597870 \cdot 10^{11} \text{ м}$).

Ближайшая точка Немезиды - периастр должна располагаться примерно на расстоянии 30 тыс. а.е. от Солнца. Возможно, что Облако Оорта возмущает десятая планета, и тогда период в 30 млн. лет связан с прецессией ее орбиты.

Независимо от происхождения источника бомбардирующие тела появляются группами. Следовательно, в полном соответствии с результатами анализа данных о древних кратерах ударного происхождения можно говорить о цикличности повторяющихся эпизодов бомбардировки, а не об отдельных падениях единичных кометных или астероидальных тел.

Рассмотрим влияние вспышек близких Сверхновых на экологию Земли.

Тщательный анализ 140 газовых остатков Сверхновых (I и II) показывает, что частота вспышек Сверхновых в нашей Галактике составляет как одно событие каждые 40 ± 20 лет. Считаются опасными для биосферы Земли вспышки Сверхновых на расстоянии 10 пк. Это происходит периодически примерно каждые 300 млн. лет. Энергия вспышек Сверхновых черпается из ядерной и гравитационной энергий предсверхновой звезды.

Анализ изотопного состава ряда химических элементов, содержащихся в веществе метеоритов, показывает, что вещество Солнечной системы содержит некоторую долю химических элементов, синтезированных всего за несколько млн. лет до эпохи формирования твердых тел. Присутствие в старом веществе добавки вещества, более молодого, возраста свидетельствует о вспышке близкой Сверхновой.

Согласно одной из гипотез считается, что вспышка Сверхновой индуцировала коллапс газопылевого облака, приведший к образованию самой Солнечной системы.

Ряд антропологов считают, что появление современного типа человека связано с явлением мутаций. А импульс гамма- и рентгеновского излучения от вспышки близкой Сверхновой должен сопровождаться кратковременным (в течение года) увеличением числа мутаций.

Так как при этом на поверхности Земли резко возрастает поток ультрафиолетового излучения, которое само по себе является мутагенным агентом, вызывающем появление других мутаций.

10.15. Наша звезда – Солнце

Солнечная система образовалась около 5 млрд. лет назад. Наше Солнце - звезда третьего поколения и планеты, возникли из космического вещества, уже дважды прошедшего через космические тигли.

Звезды рождаются из молекулярных облаков. Причем рождаются не по одиночке, а коллективно, образуя звездные скопления (Плеяды, Гиады и т.д.).

Недавно обнаружено, что молодые звездные скопления частично объединены в двойные системы и даже более многочисленные группы.

Например, знаменитая пара рассеянных звездных скоплений η и χ созвездия Персея.

Согласно гипотезе академика В.А. Амбарцумяна совместное образование звезд и газа происходит из протозвезд - сверхплотных объектов неизвестной природы, фрагментация которых приводит к формированию комплексов молодых звезд и диффузного вещества, а не возникновение звезд из газа.

Звездная ассоциация, в которой находится двойное η и χ звездное скопление в Персее расположена в области, особенно бедной межзвездным газом.

Об этом свидетельствуют наблюдения с помощью небулярных спектрографов и радионаблюдения нейтрального водорода.

Между тем эта ассоциация особенно богата звездами-сверхгигантами.

Наличие очень ярких сверхгигантов, возраст которых не превышает 10^6 лет, указывает на то, что формирование звезд в этой ассоциации продолжается и в настоящее время, что несовместимо с гипотезой о возникновении звезд из газа.

По одной из гипотез ПротоСолнечная система представляла собой спиралевидное облако, диаметр которого превышал современную солнечную систему.

В процессе гравитационного сжатия температура в центре ПротоСолнца повышается, и когда она достигнет десятков миллионов градусов, начнутся термоядерные реакции превращения водорода в гелий и ПротоСолнце становится звездой.

В недрах Солнца происходит последовательность термоядерных реакций.

Несмотря на большую мощность излучения, Солнце горит экономно и излучает $\approx 3,8 \cdot 10^{26}$ Дж/с, что в 10^4 раз меньше излучения человека.

Через 5 - 7 млрд. лет после выгорания водорода Солнце перейдет в стадию

гелиевого горения.

Внешняя оболочка Солнца, окружающая гелиевую сердцевину начнет интенсивно расширяться достигнет орбиты Земли и превратит ее в раскаленную пустыню. Такое состояние характерно для красных гигантов, подобно Альдебарану или Бетельгейзе (созвездие Ориона).

Через 10^4 лет оболочка Солнца рассеется и само оно превратиться в белый карлик, похожий на звезду Сириус В - спутника Сириуса А, самой яркой звезды нашего неба, которая к этому времени перейдет в стадию сверхновой и взорвется. Этапы эволюции Солнца приведены на (рис. 10.13).

Из $4,2 \cdot 10^{11}$ кг фотонов, излучаемых Солнцем каждую секунду, на Землю падает только $0,45 \cdot 10^{-9}$ часть, т.е. $\approx 1,85$ кг фотонов.

Суммарная энергия этих фотонов $\approx 1,7 \cdot 10^{17}$ Дж. Половина этой энергии достигает поверхности Земли, площадь которой $\approx 5 \cdot 10^{14}$ м². Следовательно, средняя мощность излучения Солнца на уровне поверхности Земли ≈ 160 Вт/м².

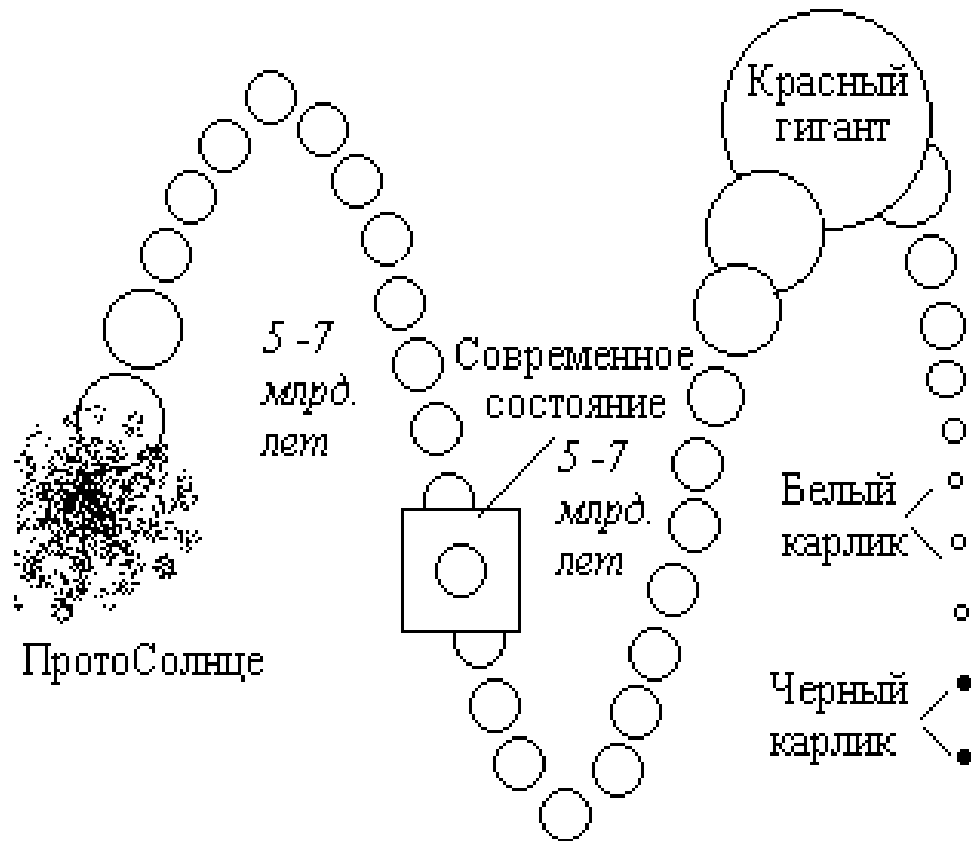


Рис. 10.13

Солнце целиком состоит из газа, поэтому его поверхность не имеет резких границ. Диаметр видимого диска Солнца $\approx 1,4 \cdot 10^9$ м.

Масса Солнца $\approx 1,97 \cdot 10^{30}$ кг. Солнечное вещество состоит из водорода (71 %), гелия (26 %) и других химических элементов (3%).

Линейная скорость экваториальной точки солнечной поверхности составляет 2

км/с. Эффективная температура поверхности Солнца равна 5500 К.

Солнце имеет магнитное поле в виде двух составляющих: полоидальную (вдоль меридиана), которая сосредоточена в полярных областях Солнца до гелиографических широт $\pm 55^\circ$, имеет среднюю напряженность до 2 Гс и тороидальную (вдоль параллелей), располагающуюся по обе стороны от экватора на более низких широтах, имеет напряженность от 10 Гс до 150 Гс.

Центральная зона Солнца радиусом $\approx 5 \cdot 10^8$ м - это термоядерный реактор, где происходит выделение энергии.

Плотность вещества в этой зоне ≈ 160 г/см³, давление $\approx 4 \cdot 10^{10}$ атм, температура $\approx 1,5 \cdot 10^7$ К (рис. 10.14).

Уменьшение температуры вещества в Солнце по мере удаления от его центра обусловлено двумя причинами: 1. чем дальше от центра энергия, излучаемая Солнцем, распространяется на все большую площадь; 2. из самых наружных слоев излучению легче уйти.

Протяженность слоя, в пределах которого температура источника энергии уменьшается до температуры окружающей среды, зависит от непрозрачности вещества во внешних слоях.

В спектрах некоторых звезд (в том числе и Солнца) наряду с линиями поглощения наблюдаются линии излучения. Следовательно, у них есть участки атмосферы, где температура повышается.



Рис. 10.14

У Солнца в коротковолновой, далекой ультрафиолетовой области спектра линии поглощения сменяются линиями излучения, т.е. в верхних слоях атмосферы Солнца наблюдается инверсия температуры. Доказательством этого факта является солнечное радиоизлучение.

На рис. 10.15 приведен график, характеризующий изменение температуры в различных слоях Солнца и его атмосферы до расстояния 2-х радиусов Солнца от его центра (шкала по оси ординат логарифмическая; пунктиром показано изменение температуры при отсутствии конвекции).

Солнце в радиолучах было бы в десятки раз больше. Оно выглядело бы клочковатым и сильно размытым облаком. Это облако из разреженной плазмы, окружающее Солнце, имеет температуру, выше 10^6 К, называют солнечной короной.

Переходная часть солнечной атмосферы между короной и уровнем минимальной температуры ($T \approx 4500$ К) называется *хромосферой*.

Это и есть область инверсии температуры. Уменьшение температуры вещества в Солнце по мере удаления от его центра обусловлено двумя причинами: 1. чем дальше от центра энергия, излучаемая Солнцем, распространяется на все большую площадь; 2. из самых наружных слоев излучению легче уйти.

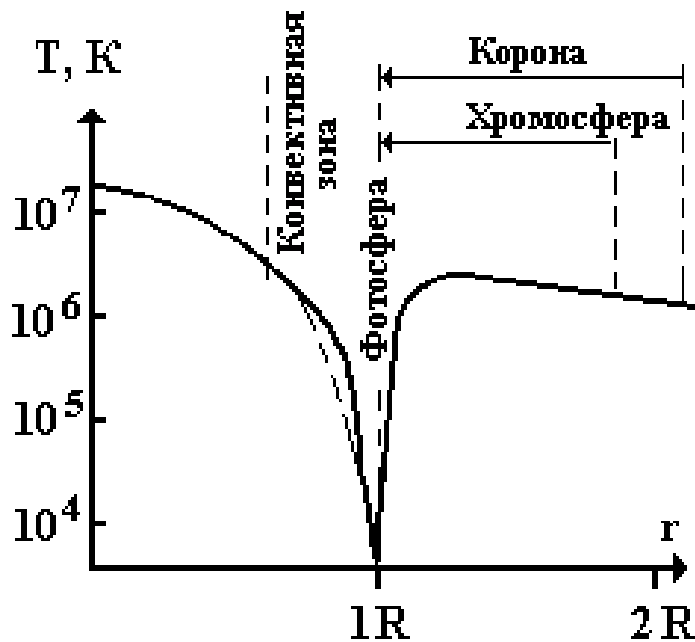


Рис. 10.15

В красной линии водорода над солнечным диском наблюдаются мелкие вертикальные выступы из газа, называемые *спикулами*, диаметр которых составляет 1000 км, длина - 6 тыс. км, температура 15000 К.

Спикулы располагаются на границах супергранул - крупномасштабных ячеек

Протяженность слоя, в пределах которого температура источника энергии уменьшается до температуры окружающей среды, зависит от непрозрачности вещества во внешних слоях. Хромосфера имеет толщину ≈ 1500 км, плотность $\approx 10^{-12}$ г/см³. В этой области возникают эмиссионные спектральные линии излучения, наблюдаемые в далекой ультрафиолетовой части солнечного спектра, радиоизлучение на сантиметровых и дециметровых волнах с температурой в десятки и сотни тысяч кельвинов.

размером 30 тыс. км.

Они являются проявлением неоднородности солнечной хромосферы, особенно в распределении температуры и скоростей движения вещества.

Солнечную корону и хромосферу временами можно наблюдать и в видимом излучении, особенно во время солнечных затмений.

Причиной инверсии температуры является *конвекция и турбулентность*, которые находятся на глубине 100-500 тыс. км.

Здесь плотность $\approx 10^{-2}$ г/см³, давление - $\approx 10^6$ атм, температура $\approx 10^4$ К. Конвективные и турбулентные движения плазмы, проникая в нижние слои атмосферы Солнца, в ее фотосферу, вызывают в них возмущения, напоминающие звуковые волны в воздухе.

Особенно сложный характер приобретают колебания, если плазма намагничена. Длины волн достигают несколько тысяч километров.

Большая часть волн, распространяющихся в плазме, переносит энергию, которая и нагревает разреженные верхние слои атмосферы Солнца.

Образование планетных систем, происходящее совместно с образованием звезд, может успешно осуществляться только у таких звезд, которые после образования сохранили поверхностную конвекцию вещества, что и было обнаружено у нашего Солнца.

В звездах типа Солнца конвекция активно проявляется только в наружных слоях. Следствием ее является, наблюдаемая на Солнце зернистая структура нижних слоев фотосферы, называемая грануляцией.

Фотосфера расположена над конвективной зоной, ее толщина ≈ 400 км, плотность $\approx 10^{-7}$ г/см³, давление $\approx 0,1$ атм, температура $\approx 6 \cdot 10^3$ К.

Возникновение наружных конвективных зон в звездах связано с процессом ионизации водорода.

При температурах выше 10^4 К водород полностью ионизирован и не обладает способностью запасать и переносить энергию.

Следовательно, у звезд атмосфера которых имеет температуру выше солнечной наружные конвективные зоны не образуются. Зато у них возможно образование конвективных зон в центральных слоях.

Горячие звезды массивнее, а потому температура и давление вещества в них быстро нарастают по мере приближения к центру.

Выделение термоядерной энергии с ростом температуры также быстро увеличивается.

Поэтому в недрах массивных звезд энерговыделение настолько быстро нарастает к центру, что только конвекция может обеспечить вынос энергии из своих недр.

Из-за этого теплоотдача таких звезд больше, они горячее, наружные их слои лучше прогреваются, и в них отсутствует конвекция.

Поток нейтрино от Солнца в 3,2 раза меньше, чем предсказывает теория.

По гипотезе астрофизика Фаулера дефицит потока солнечного нейтрино связан с циклическими изменениями светимости Солнца из-за крупномасштабных вариаций солнечной активности.

Следовательно, поток нейтрино периодически меняется в ходе эволюции

Солнца.

В настоящее время измеряемая величина потока нейтрино близка к минимальной и достигнет своего максимума через ≈ 5 млн. лет.

Цикличность изменения потока нейтрино составляет ≈ 100 млн. лет, что характерно для всех звезд типа Солнца.

Непосредственная причина уменьшения потока нейтрино заключается в понижении температуры солнечного ядра, что, в свою очередь обусловлено проникновением изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$ в зону протекания ядерных реакций в результате быстрого перемешивания вещества Солнца, где он относительно быстро выгорает. При этом происходит понижение светимости Солнца на несколько процентов. Это - следствие постепенного накапливания динамической неустойчивости, связанной с вращением Солнца.

Наблюдения поверхности Солнца обнаружили на нем существование *пятен*. В максимуме солнечной активности (каждые 11 лет) количество пятен на Солнце увеличивается.

Кроме вращения солнечной системы вокруг центра Галактики, Солнце вращается с периодом около 25 суток вокруг своей оси, наклоненной к плоскости эклиптики под углом немного меньшим 90° .

Это вращение является дифференциальным, т.е. вращение Солнца вокруг своей оси происходит с угловой скоростью, уменьшающейся по мере удаления от экватора, что связывают с конвекцией наружных слоев Солнца.

При анализе линий поглощения в спектре Солнца обнаружено, что большинство спектральных линий расширяется в той части спектра, которая соответствует изображению пятна. Это происходит в том случае, если излучающий газ находится в магнитном поле.

Следовательно, солнечные пятна имеют магнитное поле с достаточно большой индукцией до 5000 Гс.

Аномалии земного магнитного поля (магнитные бури) наблюдают, когда крупные солнечные пятна находятся вблизи центрального меридиана Солнца.

Установлено, что эта связь существует, но не определяется непосредственно воздействием магнетизма пятен на магнитное поле Земли.

Она - следствие других явлений, происходящих в области солнечной атмосферы, занятой пятнами.

Эти явления порождают электромагнитное и корпускулярное излучения, воздействующие на Землю через целую цепь взаимодействий.

У некоторых звезд, называемых магнитными, наблюдается расщепление спектральных линий, соответствующее индукции магнитного поля в несколько тесла. Но такие объекты редки.

У большинства звезд при их образовании магнитное поле либо разрушается, либо покидает вещество звезды.

Солнечные пятна имеют четкие границы, в центральной его части - тень. Ее яркость в 10 раз слабее окружающей невозмущенной фотосферы.

Радиальные волокна между тенью и фотосферой образуют полутень.

Может быть, что волокна полутени - это газ, вытянутый вдоль линий индукции магнитного поля. Или это движущие струи газа. Особенностью пятен является их

тенденция образовывать биполярные группы.

Таким образом, заметные проявления солнечной активности - пятна, гранулы и группы пятен, определенным образом связаны с конвективной зоной.

В пятне толщина фотосферы больше, а это означает, что переход от медленного к быстрому уменьшению температуры вверх в этих областях начинается с более глубокого уровня.

Вот почему пятна холоднее окружающей фотосферы: в них на большом протяжении происходит уменьшение температуры с высотой.

Поэтому пятно кажется темным. А резкость очертаний пятен связана с тем, что пятно представляет собой углубление.

Пятна имеют тарелкообразную форму с "дном" на глубине 700-1000 км. Размеры пятен колеблются от 1000 км до 10 тыс. км.

Пятна окружены факелами, в которых конвекция усилена за счет магнитного поля. В хромосфере над факелами видны более яркие области, называемые *флоккулами*.

Грандиозными из активных образований в солнечной атмосфере являются *протуберанцы*, представляющие собой плазменные облака, состоящие из вещества хромосферы, удерживаемые магнитными полями в короне. Протуберанцы простираются в длину до $1/3$ радиуса Солнца.

Самое мощное проявление солнечной активности - это *вспышки*. Они возникают в небольших областях хромосферы и короны над пятнами.

За 10 мин это явление охватывает огромные области солнечной атмосферы.

По своей сути вспышка - это взрыв, вызванный внезапным сжатием плазмы. Сжатие происходит под давлением магнитного поля и приводит к образованию длинного плазменного жгута или ленты протяженностью в десятки, и даже сотни тысяч километров. При вспышке выделяется энергия до 10^{25} Дж.

Вспышка порождает ударную волну, распространяющуюся вверх в корону, вниз в фотосферу и горизонтально вдоль поверхностных слоев солнечной атмосферы.

Излучение солнечных вспышек оказывает сильное воздействие на верхние слои земной атмосферы и приводит к возникновению целого ряда геофизических явлений на Земле.

На расстоянии примерно 10 радиусов Солнца от его центра плазма с температурой в 10^6 К содержит частицы, большинство которых имеют скорость больше параболической, что приводит к удалению частиц короны от Солнца. Так возникает постоянный поток плазмы от Солнца (солнечный ветер).

Систематические наблюдения пятен на Солнце показали, что максимумы числа пятен повторяются в среднем через 11 лет. Но самое замечательное, что в следующем цикле, т.е. через 11 лет, полярности всех пятен в группах обоих полушарий Солнца изменяются на противоположные, а еще через 11 лет возвращаются к исходному состоянию.

Поэтому лучше говорить о 22-летнем цикле, а не 11-летнем. Пятна в начале цикла возникают вдали от солнечного экватора на широтах $30-35^{\circ}$, а затем постепенно зона пятнообразования приближается к экватору. Но на самом экваторе пятен почти не образуется.

В периоды усиления солнечной активности на Земле возникают *магнитные бури* (стрелка компаса совершает беспорядочные колебания). Частота магнитных бурь возрастает с усилением солнечной активности.

Магнитная буря наступает примерно через сутки после прохождения группы пятен или большого пятна через центральный меридиан Солнца. На Земле в этот момент возникают полярные сияния.

Активность Солнца приводит к тому, что солнечный ветер деформирует земную магнитосферу.

Со стороны Солнца земная магнитосфера сжимается лобовым давлением солнечного ветра, а с противоположной стороны образуется длинный хвост магнитного поля.

Это происходит в результате взаимодействия солнечного вращения вокруг своей оси, магнитных полей, проникающих далеко в корону, и радиально распространяющегося солнечного ветра, поэтому межпланетная плазма приобретает *спирально-секторную* структуру. Таких секторов образуется 4-5.

Спиральные границы между соседними секторами - это проникшие в корону радиально вытянутые солнечным ветром и закрученные вращением Солнца магнитные поля биполярных групп пятен.

В связи с этим жизнь на Земле должна быть надежно защищена от ионизирующей и проникающей радиации Солнца.

В этом огромную роль играет магнитное поле Земли и определенный химический состав атмосферы, обеспечивающий поглощение жесткого излучения.

Замечание: С помощью зондов, запущенных в последнее десятилетие к Солнцу, астрономы сделали целый ряд удивительных открытий: солнечное торнадо, сейсмические волны на поверхности Солнца, взрывы в гелиосфере, солнечные пассаты.

Например, до этого не удавалось удовлетворительно ответить на вопрос, как солнечная корона, внешняя оболочка нашей Звезды, разогревается до 3 млн. кельвинов (лежащие под ней сферы Солнца, через которые энергия передается от ядра к внешним слоям, имеет температуру всего 5500 К).

Приборы зондов зафиксировали в магнитном поле Солнца молнии - сверхмощные электрические разряды. Эти разряды и разогревают тонкий слой газа в короне до его температуры.

Зонды обнаружили, что в гелиосфере Солнца наблюдаются *торнадо* - диаметр этих вихрей, которые возникают преимущественно у полюсов Звезды, равняется диаметру Земли.

Вихри торнадо, со скоростью в его воронке до 540 тыс. км/час, поднимают в верхние слои гелиосферы мощные массы раскаленного газа.

Сверхмощные взрывы сотрясают гелиосферу Солнца. Скорость ударной волны, порожденной взрывом, составляет 1,5 млн. км/час.

Пронесясь по поверхности Солнца они вызывают "коронарный" выброс массы в околосолнечное пространство.

Солнечные пятна возникают по краям "солнечных пассатов" - горизонтальных потоков газа шириной до 65000 км.

Все эти явления предположительно имеют общую природу.

И вихри в гелиосфере, и порывы солнечного ветра, и выбросы в космос солнечной материи - суть следствия работы солнечного "ротора" - внутреннего газового слоя, который непрерывно меняя скорость вращения, вызывает завихрение и турбулентные течения в верхних слоях атмосферы Солнца.

Этот "ротор" создает магнитное поле Солнца и его действием объясняется остывание участков поверхности Солнца (до 3000 К) и образование пятен, выбросы протуберанцев и т.д.

Толщина слоя "ротора" составляет 61 тыс. км, а глубина, на которой он начинается, - 216 тыс. км. Этот "ротор" крутится прямо под областью конвекции, лежащей между ядром и светящейся оболочкой Солнца. Зонды записали "голос" Солнца.

Раскаленные газовые вихри, поднимающиеся из глубин Солнца к поверхности, режут и стонут в необъятном диапазоне частот, но доминируют наиболее низкие тона - и голос нашей Звезды подобен гудению огромного басового колокола.

10.16. Земля - колыбель человечества

Считается, что Земля имеет железное ядро, а мантия - силикатная.

Сейчас установлено, что современную структуру геосферы (поверхностная кора, мантия, пластическое ядро и центральное ядро) Земля приобрела в результате длительной эволюции.

Главную роль в тепловом режиме Земли играют радиоактивные семейства урана, тория и калия, которые в прошлом давали $\approx 10^{21}$ калорий в год радиоактивного тепла, что было достаточно для частичного плавления вещества Земли.

Установлено, что некоторые гидриды металлов значительно плотнее, чем исходные металлы, за счет того, что в решетке гидрида металлические атомы располагаются более плотно.

Так как глубинные недра планеты содержат гидриды, то, разлагаясь, они выделяют водород, а Земля при этом увеличивается в объеме.

В космогонии особое внимание уделяется характеру распределения момента импульса в Солнечной системе. Оказалось, что 98 % этой величины сосредоточено в планетах, суммарная масса которых намного меньше массы Солнца. Это означает, что при формировании Солнечной системы момент импульса каким-то образом был передан от центра на периферию.

В результате гравитационной неустойчивости система начала сжиматься к центру тяжести, имея начальный момент вращения. При сжатии она раскручивалась все быстрее и приобрела форму эллипсоида.

В плоскости его экватора произошло истечение протопланетного вещества, из которого в последствии возникли планеты, а центральное сгущение ПротоСолнце (небула) превратилось в звезду - наше Солнце.

Астрофизик Хойл высказал идею, что у ПротоСолнца на стадии формирования протопланетного диска имелось мощное дипольное магнитное поле.

Магнитные силовые линии, жестко связанные с частично ионизированным веществом ПротоСолнца, должны были поддерживать постоянной угловую

скорость вращения в сжимающейся туманности.

За счет этого во внутренних частях туманности линейные скорости вращения уменьшались, тогда как внешняя ее часть увеличивала линейную скорость вращения. В результате вещество туманности центробежными силами разбрасывалось в плоскости экватора, образуя протопланетный диск.

Если при формировании протопланетного диска ионизированное вещество перемещалось перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, то заряженные (ионизированные) частицы захватывались магнитным полем, тогда как нейтральные частицы (на рис. 10.16 отмечены светлым кружком) пересекали магнитное поле беспрепятственно. В результате такой магнитной сепарации произошло разделение и дифференциация вещества протопланетного диска.

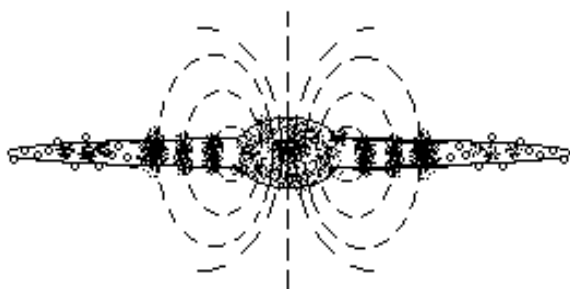


Рис. 10.16

Следовательно, распространенность химических элементов в Солнечной системе должна зависеть от их потенциалов ионизации.

По гипотезе Энеева и Козлова протопланетный диск при образовании Солнечной системы на всем этапе аккумуляции планет состоял из разреженных глобул-капель, плотность которых намного меньше плотности твердых тел.

При этом необходимо, чтобы глобулы-капли были плотно упакованы и взаимодействовали между собой по закону абсолютно неупругого удара.

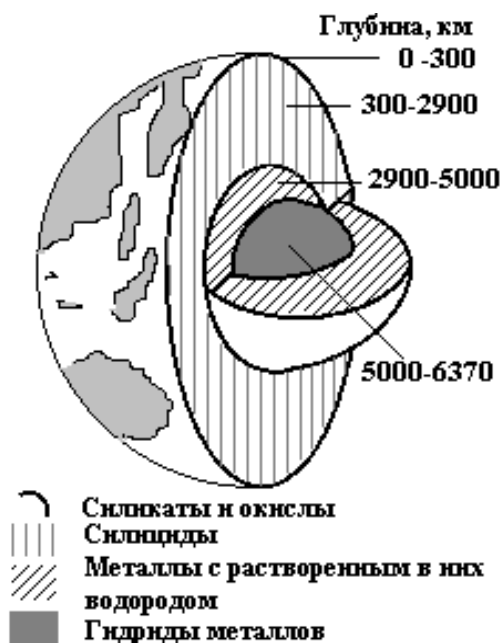


Рис. 10.17

Таким образом, Земля унаследовала тот состав протопланетного вещества, который был определен магнитной сепарацией.

Оценки, проведенные на этой основе, показали, что исходное содержание кислорода на Земле не может превышать 1-3 %, тогда как водород должен быть преобладающим элементом.

Следовательно, изначальный состав Земли, возможно, был представлен водородистыми соединениями-гидридами.

Водород активно взаимодействует с большинством элементов, создавая водородистые соединения, и он может адсорбироваться на поверхности частиц конденсируемых веществ.

Если же повышать давление, то взаимодействие водорода с металлами

все более сдвигается в сторону образования гидридов. При повышении же температуры происходит разложение гидридов - атомы водорода теряют химическую связь с атомами металлов, переходят в растворенное состояние и дальнейшее повышение температуры вызывает дегазацию водорода из металла. В результате противоборства давления и температуры в недрах сжимающейся ПротоЗемли во внутренних частях планеты, в области наибольших давлений, формируются плотные, ионные гидриды. Это зона была окружена сферой из металлов с растворенным в них водородом, тогда как снаружи могла существовать оболочка, из которой водород дегазировался.

Молодая Земля должна была нагреваться из-за распада изотопов урана, тория и калия. Возможности увеличения давления в недрах Земли к этому времени были исчерпаны, и поэтому повышение температуры способствовало дегазации водорода из внутренних слоев Земли. Со временем внешняя оболочка должна была увеличивать свой объем, тогда как масса сферы с растворенным водородом и гидридной центральной зоной сокращались.

Еще в 30-х годах академиком Вернадским было высказано предположение, что в глубинах нашей планеты должны существовать водородистые соединения

При таком процессе развития Земли ее недра постоянно продувались водородом, что приводило к очистке их от кислорода, который накапливался во внешней геосфере, чем и было обусловлено образование силикатно-окисной оболочки планеты.

Вот почему так четко выражены границы между корой и мантией, между мантией и ядром.

На этой основе Лариным была предложена новая модель строения Земли (рис. 10.17).

Исследование новой геохимической модели строения Земли показало, что она согласуется с современными данными по физике ядра и мантии планеты, значительно упрощает решение проблемы геомагнетизма.

Насыщенные водородом металлы легко сжимаются и уменьшаются в объеме, а освобождаясь от водорода под действием высоких температур увеличиваются в объеме.

Поэтому Земля увеличивается в объеме.

Наиболее интенсивное расширение Земли должно было начаться в далекую геологическую эпоху, когда на ней происходило рождение океанов при разломах коры и раздвижения материков.

Действительно по дну всех океанов проходят гигантские трещины.

Известно, что кора Земли находится в постоянном движении.

Она опускается, вспучивается, собирается складками, растягивается, сжимается.

Например, образованию гор предшествует опускание пород и появление низин и морей. Тепло из недр планеты поступает к ее поверхности неравномерно.

Больше всего тепла идет к поверхности в зонах тектонической активности.

Согласно гипотезе "гидридной Земли" водород в виде протонного газа выделяется из гидридов земного ядра.

В Исландии, в зоне океанического разлома, обнаружены выходы потоков чистого водорода. Водород - газ и легко проходит сквозь мантию.

Скапливаясь в верхних областях мантии или земной коры, насыщает содержащиеся в ней металлы, которые уменьшаются в объеме.

Следовательно, кора Земли опускается, образуется впадина. Огромные массы земных пород начинают стекаться к этой впадине.

Потоки наплывают друг на друга, сжимаются, образуя складки, т.е. возникают горы. Когда же поток водорода из недр ослабевает, металлы, отдавая газ, вновь увеличиваются в объеме, что приводит к дальнейшему росту гор. Потоки протонного газа объясняют происхождение дипольного (двухполюсного) магнитного поля Земли.

Действительно, если Земля гидридная, то потоки протонного газа создают ток, т.е. Земля представляет собой гигантский гальванический элемент.

Отрицательным электродом служит гидридное ядро, а положительным электродом - земная кора.

Под действием вращения планеты потоки протонного газа отклоняются в направлении, противоположном ее вращению, т.е. к западу.

Это отклонение равносильно появлению замкнутого кольцевого контура, по которому течет ток, что и вызывает существование магнитного поля Земли.

10.17. Матрица жизни

В начале третьего тысячелетия открыто гигантское образование в Солнечной системе под кодовым названием Matrix BQI-33087 (МАТРИЦА), простирающееся от орбиты Венеры далее орбиты Плутона на ~10 млрд. километров.

Матрица представляет собой огромное разреженное облако, неизвестной природы, имеющее форму вытянутого яйца во многом похожая на космическую амёбу или снимок Крабовидной диффузной туманности в созвездии "Тельца", как остатка взрыва сверхновой.

История открытия матрицы насчитывает не более 30 лет. Молодые тогда еще сотрудники астрофизической обсерватории США в Сиэтле Дэнил Роббинс, Рон Джереми и Соверн Чанг буквально по крупицам начали собирать сведения о странной материи, рассеянной как им казалось от Марса до Нептуна.

Ученые до сих пор не могут ответить на многие вопросы, например, куда исчезают огромные порции Солнечной энергии по пути к границам Солнечной системы. Или с чем связано появление и исчезновение белых и красных пятен на поверхности Юпитера, или отчего некоторые объекты Солнечной системы то подают признаки жизни, как, например, Ио - спутник Юпитера, или планета Хирон, или Титан - спутник Сатурна, или наш ближайший сосед - планета Марс, то нет. Наконец, почему резко изменяются траектории полета некоторых крупных комет, когда по расчетам они должны были бы столкнуться с некоторыми объектами Солнечной системы. Например, пять лет назад комета Хейла - Болла, неожиданно сделала крутой вираж непосредственно близко от поверхности планеты Марс и американского космического аппарата "Вояджер".

Матрица похожа на амёбу и подвижна, протягивая свои щупальца на ~10 млрд. км. Источником ее питания является Солнечная энергия.

Время от времени матрица протягивает свои мощные щупальца к планетам, чтобы защитить или покарать их.

Действия матрицы неподвластны человеческой логике. Она одинаково легко может уберечь Землю от падения кометы или навлечь на нас стихийное бедствие.

Например, когда случилось мощное землетрясение на севере Индии в феврале 2001 г. телескопы зафиксировали, как содрогнулась матрица. Причем изменения в ее структуре начали происходить за 2-3 дня до катастрофы. Матрица иногда действует загадочно, т.к. с человеческой точки зрения, может быть жестокой, потому что она все порождает, и она же все убивает.

Она контролирует все, что происходит в Космосе и в Солнечной системе.

Является основой жизни Солнечной системы и на удалении ~716 млн. км от орбиты Плутона в матрице прослеживается некоторое уплотнение - ядро, которое можно условно назвать мозгом. Последние 2-3 года одно из щупальцев матрицы окутывало нашу планету Земля, как бы защищая ее, от внешнего воздействия. Можно вспомнить, что в сводках новостей неоднократно сообщалось, что буквально рядом с поверхностью нашей планеты пролетали гигантские астероиды, хотя по расчетам должны были столкнуться с Землей.

Последние события, на которые отреагировала матрица, связаны с землетрясением в Индии, или приближением кометы Икея - Секи, или взрывом сверхновой в эллиптической (шаровой) галактике М3 в созвездии Гончих Псов. Случайным свидетелем этого возмущения матрицы стал "Вояджер", оказавшийся, видимо, в гуще событий на пути полета от планеты Уран к планете Нептун. Этот аппарат давно уже ничего не передает на Землю, кроме редких радиосигналов, но 14 февраля 2001 г. он вдруг заговорил, передав на Землю целую серию радиосигналов. Наблюдения подтвердили наличие сильных возмущений в этой части космического пространства и в Солнечной системе.

Более подробную информацию о матрице, снимки 10-15-летней давности и прочее можно найти на страничке в интернете: www.matrixnewgod.com.

10.18. МегаВселенная – информационная голограмма

Существование фундаментальных свойств нашей Вселенной является уникальным. Расчеты ученых показывают, что Вселенная особенно чувствительна к их изменению. Например, при малом изменении массы электрона, Вселенная резко отличалась бы от нашей существующей.

Или небольшое изменение постоянной тонкой структуры привело бы к тому, что время жизни протона оказалось бы меньше времени существования Вселенной, т.е. все протоны распались бы, а все заряженные частицы превратились бы в нейтрино и фотоны или другие элементарные частицы..

Следовательно, жизненный интервал физических условий и свойств, обеспечивающий существование и развитие органической и биологической жизни, крайне узок.

Большинство ученых и философов сходятся в одном: существует поразительная по своей красоте и стройности сверхтонкая подстройка параметров Вселенной к потребностям человека.

Вероятность случая здесь полностью исключается.

Таким образом, при формировании Вселенной, с учетом появления в ней разумной жизни, существовал *Высший Разум*. На возможность его существования указывают многие факторы, например, космические ритмы, связанные с периодичностью многих (если не всех) процессов, протекающих на Земле, а также с живыми клетками, организмом человека и биосферы. Этим самым подтверждаются идеи выдающихся мыслителей древности, античности и средневековья о гармонии *Мироздания* и неслучайной соразмерности структуры Вселенной.

О существовании *Высшего Разума* свидетельствуют не только достижения физики и астрофизики, но и новейшие исследования в области генетики.

Например, у всех живых организмов Земли в ДНК закодирована *информация* о построении белковых молекул, последовательности расположения в них *аминокислот*, которые являются их составными частями. Каждая аминокислота, из известных 20 разновидностей, кодируется определенной тройкой нуклеотидов. Это и есть *генетический код*, который, за редчайшим исключением, совершенно одинаков для всех живых организмов Земли (от растений, бактерий и животных до человека).

Из палеонтологических данных следует, что, по крайней мере, на протяжении последних трех-четырёх миллиардов лет генетический код не изменялся.

Это означает, что генетический *информационный код* возник не в результате постепенной эволюции, а был таким с самого начала.

Еще раньше было известно, что гены, содержащие информацию о построении белков в клетках, занимают всего лишь около одного процента всей длины ДНК. Но белки - это только "кирпичики" или "строительные блоки", которые еще нужно объединить в целостный живой организм, причем это сделано так, что из зародышевых клеток льва или тигра не получился бы леопард, а из клеток человека - обезьяна.

Где же генеральный план-код такого объединения? Недавно российскими учеными выяснено, что пространственно-временная программа формирования любого организма заключена в остальной части ДНК, т.е. существует *мощный генетический сверхкомпьютер с информацией о построении будущего организма, о его резервных возможностях*.

Именно этот генетический компьютер формирует и посылает необходимые для эволюции команды, которые считываются с помощью особых стоячих волн - солитонов, возникающих в ДНК зародышевых клеток.

В результате создается голографический образ будущей биосистемы того же человека.

Могли ли записанные таким образом в ДНК программы возникнуть в результате длительной эволюции? По мнению генетиков, для записи такого рода колоссального объема информации потребовались бы фантастические промежутки времени, несоизмеримо превосходящие время существования Вселенной.

Следовательно, для того чтобы, например, создать род человеческий должен был действовать Высший Разум колоссальной мощности.

Тем более, что для создания организма из множества белковых кирпичиков

одной внутренней информации, содержащейся в структурах ДНК, недостаточно. Необходима еще и внешняя информация, для приема которой ДНК играют роль своеобразной антенны, принимающая кодированные сигналы от внешнего источника информации - Высшего Разума.

Таким образом, процессы самоорганизации (превращение хаоса в порядок) происходят без участия человека.

Следовательно, кто-то или что-то ими управляет, т.е. в процессах самоорганизации участвует сознательное начало - Высший Разум, незримо управляющий Природой.

Вероятно, по этой причине во Вселенной образуются устойчивые, жизнестойкие структуры.

Согласно выводам современной физики все фундаментальные свойства Вселенной сложились около 15 - 20 миллиардов лет назад в результате колоссального всплеска физического вакуума, в процессе фазового превращения которого скрытая мощная энергия перешла в реальное вещество.

Возможно, единая теория так всесильна, что сама является причиной своей реализации или возможно ей нужен Великий Разум.

Законы биологической эволюции записаны в генетическом коде молекул ДНК. Но где были записаны законы физики (природы), если Вселенной не было?

К заключению о присутствии в процессе формирования Вселенной Сознательного Начала приводят соображения квантово-механического порядка, т.к. физические явления, относящиеся к стадии ранней Вселенной, имели квантовую природу.

Однако квантовая механика отличается от классической физики тем, что наблюдатель занимает в ней не положение стороннего наблюдателя, а принимает в происходящих событиях непосредственное участие. Без этого условия нельзя получить правильное решение соответствующих уравнений.

Но о каком наблюдателе может идти речь в первые мгновения расширения Вселенной, когда температура и давление были колоссальны?

Научные данные свидетельствуют о том, что сознание человека нельзя рассматривать лишь как функцию высокоорганизованной материи.

Наше сознание не только обладает определенной автономностью, но и, судя по всему, является составной частью Великого Разума, т.е. входит в состав Мировых Информационных Полей, носителем которого может служить физический вакуум.

Не исключено, что за длительный срок, неизмеримо превосходящий возраст нашей Вселенной, в Информационном Pole накопился колоссальный объем информации о многообразных связях между явлениями, о прошлом, настоящем и будущем; и все это сливается, переплетается и существует синхронно.

Такое поле, работая как универсальный сверхкомпьютер, способно формулировать сложнейшие задачи, связанные с эволюцией космических процессов, рассчитывать и осуществлять пути их решения.

При определенных условиях *Информация* способна непосредственно воздействовать на материальные объекты и даже порождать материальные образования из того же физического вакуума - как бы из ничего.

Поэтому Великий Разум спроектировал, реализовал нашу материальную

Вселенную, предусмотрев возможность появления в нем человека (возможно и других разумных существ), и незримо управляет всем происходящим, в том числе и на Земле, оставляя при этом человеку определенную степень свободы выбора.

В свою очередь, Великий Разум постоянно пополняется различными сведениями не только о течении и взаимодействии природных процессов, но и вырабатываемой людьми информации, которая может извлекаться и человеком.

Действительно, прорывы индивидуального сознания в Великий Разум и объясняют такие загадочные явления, как феномены неограниченной памяти, озарения, видения "внутренним взором" событий, происходящих на значительных расстояниях и др.

Естественно возникает много вопросов, например, зачем Великому Разуму понадобилось создавать материальную Вселенную и человека?

Почему при этом он не устранил в процессе развития возможность вырождения материи? Или он оставил решение этого вопроса за человеком.

В процессе развития классической физики сложилось представление о том, что любое событие занимает вполне определенное место в цепи причин и следствий. Однако в дальнейшем ситуация значительно усложнилась.

На смену этой взаимозависимости причин и следствий, механическому детерминизму пришли вероятностные связи между событиями и явлениями, и существование случайности возможно вообще исключено.

Деление событий на сверхъестественные и естественные, вероятно, считается чисто условным.

В одних условиях природные явления (физические параметры) проявляются как экстремальные условия, а в других - это считается нормой. Все, что реально существует или происходит, не может рассматриваться как сверхъестественное.

С точки зрения современной науки все происходящее естественно!

Космос вокруг нас – наши материализованные мысли, т.е. мы, видим лишь то, о чем думаем, что хотим видеть.

Квантовая физика обнаружила зависимость реальности от разума людей. Субатомные частицы – кванты взаимодействуют между собой на любых расстояниях.

Информация от кванта к кванту передается мгновенно, а не со скоростью света в вакууме, как постулировал Эйнштейн.

Ситуация в квантовой физике сейчас складывается так, как это было с гипотезой Бора в классической физике, в которой он ввел постулаты, объясняющие некоторые свойства атома.

После рождения квантовой механики надобность в использовании постулатов Бора отпала сама собой.

Противоречие между гипотезой Эйнштейна и открытиями квантовой физики, доказавшей, что субатомные частицы взаимодействуют между собой быстрее скорости света в вакууме, разрешил физик Д. Бом, который предложил принцип не локальности, согласно которого кванты не передают информацию через пространство-время, они сами находятся в таком измерении, где информация существует всюду и одновременно. Более того, он считает, что поведение квантов "загадочным" образом связано с мышлением людей.

Объединение множества квантов проявляет коллективное сознание, т.е. они не проявляют свои индивидуальные качества (неразличимость тождественных частиц), а подчиняются информационному разуму.

Следовательно, в каждом кванте закодирована одна и та же информация, достаточная для воспроизведения всей Вселенной. Такая Вселенная, как некоторое целое, содержится в свернутом виде внутри каждой своей микроскопической сущности, т.е. кванте.

Не проявляется ли это в периодичности системы элементов Д. Менделеева, т.к. каждый последующий элемент содержит в себе предыдущий, путем добавления определенной микроскопической порции материи. В каждом семени (яблони, кедра и т.д.) закодирована информация, которая при определенных условиях позволяет вырасти той же яблони или кедру.

Сейчас все знают, что такое голограмма – это трехмерное изображение предмета, на которой записаны не только амплитудные, и фазовые соотношения складываемых когерентных волн материи, но и поляризационные эффекты.

На фотоголографической пластинке, вместо конкретного изображения предмета, наблюдаются сложная картина чередующихся дифракционных concentрических максимумов и минимумов (рис. 10.18) с учетом поляризации света.

Любая малая часть голограммы способна восстановить изображение всего предмета, т.е. изображение предмета хранится на голограмме в любой ее точке. Оно подчиняется тому же принципу не локальности, что и кванты.

В этом и состоит сходство между голограммой и Вселенной. Это позволяет говорить о существовании Вселенной-голограммы.

Мозг человека и его сознание – это тоже голограмма. Но думает не мозг, а некая вездесущая энергетическая сущность, которая пока неизвестна науке. Согласно гипотезе Р. Шейдрейка существуют энергетические морфологические поля, посредством которых и действует разум.

Эти поля существуют в измерении, неподвластном пространству-времени. Через эти поля разум из других миров космического пространства вполне может проникать в наш мир. Речь идет о существовании во Вселенной вне пространственно-временных туннелей, которые создают проходы из одних измерений в другие, т.е. в параллельные миры.

Предполагают, что роль таких туннелей могут выполнять черные дыры или мини черные дыры.

Поскольку все точки космического пространства связаны между собой на квантовом информационном уровне, то посредством мини черных дыр, можно мгновенно переместиться в другие точки Вселенной.

Осталось дело за малым – научиться сворачивать пространство-время с помощью особых энергетических полей, т.е. искусственно создать необходимую мини черную дыру.

Можно предположить, что в бескрайних просторах Вселенной существуют цивилизации, которые уже давно открыли природу информационной голографии Вселенной и секреты сворачивания собственного пространства-времени.

10.19 Солнце, жизнь и хлорофилл

Средняя мощность излучения Солнца на уровне Земли равна 160 Вт на 1 м². Большая часть этой энергии (99,9 %) поглощается почвой, расходуется на ветры, на испарение воды, грозы и все то, что связано с погодой. И только 0,1 % лучистой энергии Солнца ($\approx 10^{14}$ Вт) накапливается растениями в процессе фотосинтеза органических веществ из углекислого газа и воды. Из всей энергии фотосинтеза $\approx 10\%$ ($\approx 10^{13}$ Вт), приходится на пашню, луга, и примерно половину этой энергии ($\approx 5 \cdot 10^{12}$ Вт) потребляет на свои нужды человек.

Трудами многих ученых установлено, что под лучами Солнца в зеленых листьях деревьев и растений происходит превращение углекислого газа и воды в сахар и древесину, которое сопровождается выделением кислорода.

Человек и весь животный мир на земле полностью зависит от этого процесса: мы дышим кислородом воздуха, едим хлеб, испеченный из злаков, пьем молоко, принесенное с пастбищ.

Космическая роль растений и деревьев огромна.

Это они способны улавливать энергию солнечного излучения и превращать ее в химическую энергию органических соединений, необходимых для поддержания жизни.

Парижские аптекари Пельтье и Каванту выделили из растений хлорофилл, который составляет основу в сложной цепи превращений воды и углекислого газа в крахмал.

Русский ботаник М.С. Цвет установил, что существует не один, а два хлорофилла. Немецкий биохимик нашел их состав: голубовато-зеленый хлорофилл *a* состоит из 137 атомов $C_{55}H_{72}N_4O_5Mg$, а желтовато-зеленый хлорофилл *b* - из 136 атомов $C_{55}H_{70}N_4O_6Mg$.

Структура хлорофилла состоит из последовательности, в которой атомы соединены между собой, является близкой к структуре *гема* - основной части гемоглобина крови живых существ. Только вместо атома железа, из-за которого гемоглобин окрашен в красный цвет, в центре молекулы хлорофилла помещен атом магния, придающий ему зеленый цвет.

Химическая процесс фотосинтеза довольно прост: молекула воды H_2O соединяется с молекулой углекислого газа CO_2 , освобождая при этом молекулу кислорода O_2 .



Образуется строительный блок CH_2O , который входит в состав многих органических соединений.

Например, глюкоза $C_6H_{12}O_6$ или $(CH_2O)_6$ состоит из 6 таких блоков.

Такая перестройка атомов требует затраты энергии: 3,32 эВ для разрыва связей между водородом и кислородом в молекуле воды и еще 1,68 эВ - на отрыв атома кислорода от молекулы CO_2 , который затем образует молекулу кислорода с атомом кислорода из молекулы воды H_2O . Энергию зеленые листья растений и деревьев черпают из потока квантов солнечного света.

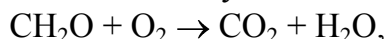
Каждая химическая связь образуется парой электронов, поэтому при разрыве двух связей водород-кислород и образовании двух новых связей водород-углерод

необходимо переместить 4 электрона. Для этого необходимо 8 квантов красного цвета, т.е. по два кванта на каждый электрон. В связи с этим истинное уравнение фотосинтеза имеет вид:



Энергия красного кванта с длиной волны $\sim 7 \cdot 10^{-7}$ м равна 1,8 эВ, а суммарная энергия 8 квантов - 14,4 эВ. Одна треть этой энергии (~ 5 эВ) запасается в виде энергии химических связей в молекулах глюкозы.

Когда мы дышим, то молекулы кислорода, захваченные гемоглобином, в присутствии ферментов соединяются с молекулами глюкозы в обратном процессе



освобождая при этом энергию солнечного луча, запасенную хлорофиллом, которая, в конечном итоге, и сохраняет нашу жизнь.

Однако это не просто химическая реакция, а сложный биохимический процесс, включающий в себя несколько стадий и десятки других разнообразных реакций.

В листьях растений молекулы хлорофилла размером $\sim 10^{-10}$ м упакованы в специальные структуры - *хлоропласты*, представляющие собой чешуйки диаметром $\sim 10^{-5}$ м и толщиной $\sim 10^{-6}$ м. Они покрыты оболочкой, имеют сложный внутренний состав, в который входит до 10 различных разновидностей хлорофилла и более 200 других соединений. В хлоропластах молекулы хлорофилла образуют ячейки по 300 молекул в каждой и вместе с другими пигментами, назначение которых - улавливать свет и передавать его энергию на реакционный центр (P_{700}) ячейки.

Предполагается, что этот реакционный центр представляет собой две молекулы хлорофилла *a*, которые объединены с молекулами пигмента, и поглощают красный свет с длиной волны $\sim 7 \cdot 10^{-7}$ м.

Энергии этих квантов ($\sim 1,8$ эВ) достаточно, чтобы оторвать электрон от хлорофилла *a* и передать его, по цепочке промежуточных соединений, к месту объединения молекулы углерода с протонами разрушенной молекулы воды.

За одну секунду реакционный центр может переработать до 50 квантов света, т.е. обеспечить синтез одной молекулы глюкозы и выделить 6 молекул кислорода.

Как установлено, существует два реакционных центров: *фотосистема I* (P_{700}) и *фотосистема II*. В фотосистеме I при удалении электрона из хлорофилла *a*, происходит синтез промежуточных непрочных соединений, в которых запасается поглощенная хлорофиллом *a*, энергия квантов.

Среди этих соединений следует отметить сложное соединение $\text{C}_{10}\text{H}_{16}\text{O}_{13}\text{N}_5\text{P}_3$ - аденозинтрифосфат (АТФ), которое является универсальным аккумулятором энергии во всех живых организмах.

Фотосистема II имеет реакционный центр P_{680} , который поглощает красные лучи с длиной волны $\sim 6,8 \cdot 10^{-7}$ м, использует их энергию для отрыва электронов от некоторой системы S, которая является белковым комплексом, содержащим атом марганца. Отдавая последовательно 4 электрона, он становится катализатором, в присутствии которого молекулы воды расщепляются на водород и кислород.

Обе стадии фотосинтеза, приводящие к образованию АТФ и расщеплению воды, очень кратковременны $\sim 10^{-9}$ с, и происходят только на свету. Затем следует, более длительная стадия реакций $\sim 0,05$ с, не требующая света. Она включает до 20

реакций (цикл Кельвина), в которых протоны, используя энергию накопленную в АТФ, через цепочку промежуточных комплексов, присоединяются к углероду молекулы углекислого газа и образуют с ним структурную единицу $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ любой древесины.

С восходом Солнца зеленые листья растений и деревьев продолжают свою молчаливую работу, улавливают солнечный свет и консервируют его.

Но так было не всегда: фотосинтез возник на Земле в процессе эволюции растений около миллиарда лет назад, когда кислорода в атмосфере было менее процента, и почти вся она состояла из азота и углекислого газа.

Простейшие сине-зеленые водоросли начали перерабатывать углекислоту в кислород, над Землей возник озоновый слой атомарного кислорода, который и сейчас предохраняет все живое от губительного воздействия ультрафиолетовых лучей. Жизнь под его защитой вышла из океанов на сушу, возникли животный мир, и появился человек, которые теперь возвращают долг растениям, снабжая их углекислотой.

За 1 час 1 м^2 листьев усваивает 6 - 8 г (3 - 4 литра) CO_2 из воздуха и выделяет такой же объем кислорода. Человек потребляет 500 литров кислорода в сутки и такой же объем углекислого газа возвращает деревьям и растениям. Весь углекислый газ атмосферы проходит через растения за 300 лет, а весь кислород через легкие человека и животных - за 2000 лет.

Красный свет, используемый в процессе фотосинтеза, составляет всего 2 % от общего потока излучения Солнца и только 30 % из этой части усваивается растениями. Это немного, но эта узкая тропа - единственный путь, связывающий царство неживой материи с миром живых существ, по которому энергия термоядерных топок Солнца, непрерывно дробясь, в виде квантов света достигает нервных клеток мозга человека, способного понять и оценить весь этот непостижимый замысел Природы и его постигаемое воплощение.

10.20. Горячие точки Вселенной

После тщательного изучения строения пекулярных (неправильных) двойных галактик, в результате наблюдений было выявлено, что эти галактики соединены перемычками (ветвями), состоящими из пыли, газа и звезд, и образуют единую систему.

Спектры от пекулярных двойных галактик показали, что красные смещения их различны. Это противоречит предположению, согласно которому величина красного смещения должна быть одной и той же, т.к. объекты находятся на одном и том же расстоянии от Земли.

В связи с этим некоторые ученые считают, что в действительности галактики разнесены на большие расстояния, но находятся на одном луче зрения.

Согласно другой точке зрения эффекты различия красного смещения - компонент одной физической системы - вызван старением фотонов, в результате их длительного странствования в космических глубинах Вселенной (гипотеза А. Белопольского – вывод автора).

Например, в спектре одного из квазаров обнаружено смещение основной спектральной линии (α -линия серии Лаймана) из ультрафиолетовой области спектра в голубую, что дало возможность сфотографировать ее с Земли.

Ученые полагают, что, если квазар находится на космологическом расстоянии 8 -11 млрд. световых лет, то его излучение, проходя сквозь межгалактическую среду, должно встретить на своем пути облака атомов водорода, которые поглощают излучение в области спектра, лежащей между тем участком, где должна находиться несмещенная α -линия серии Лаймана, и тем, где она обнаружена.

Концентрация атомов водорода в межгалактическом пространстве меньше, чем в галактическом $\sim 10^5$ раз.

Поэтому полагают, чтобы объяснить недостаточное поглощение, что водород может присутствовать в ионизированном состоянии, в котором он не поглощает излучение квазара.

Излучение некоторых квазаров меняется в течение суток, а мощность излучения составляет $\sim 10^{63}$ эрг, что эквивалентно излучению 10000 млрд. звезд.

Законы физики требуют, что в этом случае размеры квазара должны быть не менее размеров Солнечной системы.

Но как тогда разместить столько звезд? В табл. 10.4 приведены расстояния от Земли до ближайших объектов Вселенной.

Таблица 10.4

Звезда	Созвездие	R, парсек	Спектральный класс
Проксима (α -Центавра)	Центавр	1,35	
Сириус (α - Большого Пса)	Большой Пес	2,7	A
ϵ - Эридана	Эридан	3	
61 - Лебеда (двойная звезда)	Лебедь	3,4	
Процион (α - Малого Пса)	Малый Пес	3,5	F
τ - Кита	Кит	3,68	
σ^2	Эридан	4,9	
Альтаир (α - Орла)	Орел	5	
M 10 (галактика, туманность)		5	F
70 Змееносца (двойная звезда)	Змееносец	5,4	
M 12 (галактика, туманность)		5,8	
Фомальгаут (α - Южной Рыбы)	Южная рыба	7	
Вега (α - Лиры)	Лиры	8,1	A
γ - Девы (двойная звезда)	Дева	10	A
Поллукс (β - Близнецов)	Близнецы	10,7	
Арктур (α - Волопаса)	Волопас	11,1	K
Кастор (α - Близнецов)	Близнецы	13	K
Капелла (α - Возничего)	Возничий	13,7	A
Альдебаран (α - Тельца)	Телец	20,8	G
Регул (α - Льва)	Лев	25,6	K
Алголь		32	A

(α - Рыб)	Рыбы	40	
Гиалды (Звездное скопление)	Телец	40	
δ, γ Ворона	Ворон	40	
Ахернар	Эридан	43,5	
Спика (α - Девы)	Дева	47,7	
Антарес (α - Скорпиона)	Скорпион	52,5	
(β - Центавра)	Центавр	62,5	В
(α - Южного Креста)	Южный Крест	67	М
Альбирео	Лебедь	125	
Аламак	Андромеда	130	
Плеяды (Звездное скопление)	Телец	160	
Ясли	Рак	170	
Денеб (α - Лебедя)	Лебедь	200	А
Ригель (β - Ориона)	Орион	200	В
Бетельгейзе (α - Ориона)	Орион		М
М31 Галактика Андромеда	Андромеда	$5,2 \cdot 10^5$	

Возможно, что квазары представляют собой ядра галактик, в которых происходит цепная реакция взрывов сверхновых, материя которых поглощается центральной черной дырой. Предложено рассматривать гравитационный источник энергии, т.к. гравитация может дать в 100 раз больше энергии, чем взрывы сверхновых или взаимодействие вещества и антивещества.

Фотографии некоторых галактик свидетельствуют о том, что в них происходят гигантские взрывы, в результате которых в течение длительного времени (миллионы или даже миллиарды лет) с большой скоростью разлетаются огромные массы вещества. Наблюдаются выбросы (галактика Геркулес А) гигантских колец (размерами больше нашей Галактики Млечный путь), заполненными неизвестным веществом - проматерией или истекают колоссальные струи до расстояний в 500000 световых лет, состоящие из каких-то субатомных частиц и сгустков материи размерами с небольшие галактики, излучающими голубой свет.

В табл. 10.5 указаны расстояния от Земли до некоторых туманностей.

Таблица 10.5

Туманности Галактики "Млечный путь"

NGC	М	Название	R, св.лет	Созвездие
Диффузные туманности				
IC 59		γ Кассиопей	650	Кассиопея
6960		Сеть	1300	Лебедь
6992-5			1300	Лебедь
1976	42	Большая туманность Ориона	980	Орион

1977		42 Ориона	1300	Орион
6618	17	Подкова или Омега	3200	Стрелец
6514	20	Тройная	2200	Стрелец
6523	8	Лагуна	2500	Стрелец
1952	1	Крабовидная	6500	Телец
Планетарные туманности				
2392			1300	Близнецы
7009		Сатурн	1300	Водолей
7293		Улитка (Геликс)	650	Водолей
3242			1950	Гидра
246			1600	Кит
6720	57	Кольцевая	2300	Лира
6853	27	Гантель	980	Лисичка

Примечание: NGC - номер по каталогу Дрейера;

M - номер по каталогу Мессье;

R - расстояние до туманности в световых годах.

По современным данным во Вселенной должно находиться $>10^9$ галактик. Расстояние между галактиками в среднем ~ 500000 парсек (пк). Галактики во Вселенной расположены относительно ближе друг к другу, чем звезды. Среднее расстояние между звездами на 7-8 порядков превышает их диаметры, а межгалактические расстояния превышают поперечники галактик лишь на один порядок.

Мир галактик разнообразен. Обнаружены радиогалактики. Амбарцумян обнаружил у некоторых эллиптических галактик галактики-спутники, излучающие голубой свет, что вызвано непрерывным излучением. Это самые молодые из звездных систем.

Следовательно, на первой стадии эволюции галактики характеризуются нестационарностью, что можно видеть на примере радио- и голубых галактик.

Наблюдаемые в некоторых галактиках выбросы из их ядер, а также факт интенсивного истечения газа из ядер нашей Галактики "Млечный Путь", где его должно быть немного, указывает на возможность существования в ядрах какого-то сверхплотного вещества, распад которого и приводит к наблюдаемым явлениям. Это полностью отвечает гипотезе Амбарцумяна, считающего, что не только рождение звезд, но и возникновение галактик происходит из сверхплотного вещества ядер галактик, т.е. процесс идет от сверхплотного состояния вещества к менее плотному состоянию. Это положение противоречит классическим представлениям (идеи Джинса и др.) об образовании галактик и звезд путем сгущения разреженного космического газа и пыли.

По последним данным, из анализа многих фактов, следует, что в настоящее время процесс образования звезд протекает лишь в неправильных галактиках (в них много пыли и газа) и в ветвях спиральных галактик. Воронцов-Вельяминов на основании исследований кратных и взаимодействующих и взаимопроникающих

галактик полностью отвергает предположение о случайности образования групп галактик и утверждает их совместное рождение. Он пришел к выводу, что в эволюции галактик в больших масштабах проявляются какие-то новые, неизвестные науке космические силы.

Воронцова-Вельяминова поразили эффекты, которые никак нельзя было объяснить действием закона тяготения Ньютона. Если не могло быть никаких сомнений в действительности существования хвоста у Магелланова Облака или направленного прочь от нашей Галактики "Млечный Путь" придатка, то наличие перемычки между Магеллановым Облаком и нашей Галактики нужно еще доказать. На полученных Цвикки фотографиях галактических пар также наблюдались хвосты, а приливные выступы и перемычки либо совсем отсутствовали, либо были едва заметны. Если приливы вызваны гравитационными силами, то передний выступ не может быть меньше заднего, а если тела расположены достаточно близко, то будет наблюдаться даже обратный эффект. Остается предположить, что здесь действуют какие-то иные космические силы.

Изучив атлас Маунт-Паломарской обсерватории, Воронцов-Вельяминов обнаружил не менее 500 взаимодействующих галактик, которые могли возникнуть только совместно, а не в результате случайного столкновения.

Первый признак взаимодействия - это искажение нормальной формы, что проявляется в виде всевозможных придатков, хвостов и перемычек.

Магеллановы Облака плавают в невидимой атмосфере водорода. Возможно, что общее водородное облако окутывает и наш "Млечный Путь", который отстоит от Магеллановых Облаков дальше, чем они друг от друга. Тонкий слой диффузной газовой материи в нашей Галактике по отношению к плоскости ее экватора приподнят в сторону Магеллановых Облаков и настолько же опущен с противоположной стороны. Такое явление, вызванное галактическими взаимодействиями, обнаруживается и у других подобных галактик.

Как правило, расстояния между взаимодействующими галактиками меньше их видимых размеров. В ряде случаев наблюдаются галактические пары, которые, несмотря на их близость, не обнаруживают искажения формы. Перемычки и хвосты нельзя объяснить действием гравитационных сил (приливов), которые могли вызвать лишь короткие конусообразные выступы, яркость их увеличивалась бы к основанию. Существование двойных перемычек опровергает приливную природу возмущений галактических форм. Перемычки представляют собой тонкие волокна, вытянутые между взаимодействующими галактиками. Форма волокон весьма причудлива и разнообразна. У одной и той же галактической пары волокна могут быть и прямыми, и причудливо изогнутыми, что никак нельзя объяснить действием приливных сил.

Иногда перемычка является одновременно и спиральной ветвью той или иной из взаимодействующих систем. Это наблюдается, у близкой к нам, паре галактик NGC194-5, где большая спиральная галактика выбросила в меньшую галактику одну из спиральных ветвей. Найдено еще несколько подобных систем. В некоторых системах обнаружены в перемычках между галактиками голубые сгущения, состоящие из горячих звезд. Следовательно, перемычки и хвосты у

галактик, и их спиральные ветви состоят из одного и того же материала - из горячих звезд, при этом содержание газа в них мало.

Предполагается существование у спиральных ветвей и других звездосодержащих вытянутых образований какой-то особой вязкости, делающих их устойчивыми и долгоживущими системами. Не отрицая существования гравитационных сил между звездами, предполагается, что сами галактики связаны между собой неизвестными космическими, могучими силами.

10.20.1. Следы до звездной материи

В классической астрономии объясняется возникновение галактик, звезд и других космических объектов, но объяснения нет для планет (их число $\sim 10^9$) и непонятно, куда девались звезды после их активной деятельности.

В 1947 г. Амбарцумяном открыты звездные ассоциации и сделан вывод о совместном образовании составляющих ассоциацию звезд.

Вопрос об до звездной материи оставался открытым.

Ясно было, что обычные формы материи для этого не годились.

Звезды ассоциации испытывают влияние других звезд Галактики и под их действием довольно быстро распадаются (миллионы лет).

Они разлетаются друг от друга со скоростью $v \sim 5-10$ км/с.

Следовательно, в прошлом звезды ассоциации были ближе друг к другу, и возникли в ограниченной области пространства.

Если наше Солнце существует 4-5 млрд. лет, то звезды ассоциации живут 1-5 млн. лет. Установлено, что многие звезды, в том числе и звезды ассоциаций, могут выбрасывать газ в окружающее пространство. В некоторых ассоциациях обнаружены туманности, расширяющиеся от центра звездной ассоциации.

Следовательно, туманности и плавающие в них звезды возникли одновременно из какой-то устойчивой до их возникновения до звездной материи или протозвезд очень массивных, но не больших по размерам, а следовательно, необычайно плотных.

Протозвезды должны обладать колоссальными запасами потенциальной энергии, за счет которой в результате мощнейшего взрыва (протозвездная сингулярность) могут образоваться звездные ассоциации и расширяющиеся туманности.

Более того, рождающимся галактикам еще более, чем рождающимся звездам (звездные ассоциации) свойственно стремление к образованию компактных систем (группы галактик, скопления и сверхскопления галактик).

Астрономы обнаружили молодые галактики, возраст которых 1-5 млрд. лет.

Например, группа галактик, известная под названием "квинтет Стефана" может служить примером расширения. 4 из 5 галактик удаляются от Земли со $v \sim 7000$ км/с, а одна - лишь со $v \sim 1000$ км/с. Следовательно, она удаляется от остальных 4 галактик. Действительно, взрывоподобное расширение. Галактики движутся под влиянием неведомых и колоссальных по масштабу сил.

Исходя из идеи совместного рождения взаимодействующих галактик, предполагают, что возникновение их тоже сопровождалось выделением скрытой

энергии из протогалактического вещества. Например, обнаружена галактика NGC4486 из созвездия Девы, имеющая странную форму. На фотографии видна извергающаяся из ее галактического ядра мощная струя с чередующимися сгущениями. Их голубой цвет свидетельствует об излучении, порожденном быстрыми электронами. Если бы ядро галактики состояло только из звезд и остатков газа, такой выброс был бы просто необъясним, т.к. масса голубых сгущений в струе близка к массам небольших галактик.

В том далеком от нас звездном острове кипят и бушуют неведомые силы. Сконцентрированное в галактическом ядре дозвездное вещество сначала находилось в относительно устойчивом состоянии.

Затем, по каким-то причинам, устойчивое состояние нарушается и переходит в стадию сингулярности (возможно - это колоссальной массы черные дыры, которые поглощают падающее на них вещество и излучение от близко находящихся звезд, но это не может продолжаться вечно, а только до какого-то предела, затем черная дыра взрывается).

В состоянии сингулярности дозвездное вещество кипит и клокочет в потоках быстрых элементарных частиц, затем в результате взрыва превращается в известные наблюдаемые формы материи.

Нечто похожее можно видеть на фотографии галактики NGC3561, где изверженная из ядра струя несет голубой сгусток массой в миллионы Солнечных масс.

В центре галактики Андромеда обнаружили шаровидное ядро диаметром ~ 16 св. лет высочайшей плотности, нацело состоящего из протозвезд, чем и объясняется его слабое, по сравнению с огромной массой, излучение.

Такая же сердцевина обнаружена и в ядре нашей Галактики Млечный Путь. Следы излучения из галактических ядер свидетельствуют о движении каких-то газовых потоках, непрерывно извергаемых таинственными источниками. Видимо там рождаются и рушатся физические поля, происходит непрерывное превращение одних форм материи в другие, а также формирование будущих звезд и туманностей из дозвездного вещества. Остатки дозвездного вещества в ядрах уже рожденных молодых галактик, возможно, дадут начало новым истечениям вещества. В настоящее время примерами сверхплотного вещества являются белые карлики, нейтронные, гиперонные и кварковые звезды.

10.20.2. Квазары

В 1960 г. астрономы обнаружили, что координаты одного космического радиоисточника 3C48 в точности совпадают с координатами видимой в телескоп звезды, окруженной туманностью. Спектр ее дает необычные линии поглощения и излучения. Линии водорода, которые в обычных звездных спектрах столь интенсивны, вообще отсутствуют. Точечный радиоисточник 3C286 имеет такой же необычный спектр. Но в нем обнаружили две линии поглощения: одну слабую и широкую, другую исключительно яркую ($\lambda=5,17 \cdot 10^{-7}$ м). Такой линии ранее не наблюдалось ни у Новых, ни у Сверхновых звезд, ни в планетарных туманностях, ни в спектре Солнечной короны. Позднее обнаружили еще два радиоисточника:

3C147 и 3C196. Надежды на решение загадки появились с открытием нового точечного источника 3C273, отождествленного с яркой звездой в созвездии Девы. Рядом со звездой обнаружили тонкую, светлую ленту туманности. В ее спектре также наблюдались эмиссионные линии. Только в 1965 г. Шмидт предположил, что загадочные линии в спектре звезды на самом деле являются бальмеровской серией водородных линий. Аномальное их расположение объясняется тем, что они очень сильно сдвинуты к красному концу спектра.

Если это результат доплеровского смещения, то звездный объект удаляется от Земли со $v \sim 50000$ км/с. После этого удалось расшифровать и спектр 3C48. Ее загадочные эмиссионные линии удалось отождествить с запрещенными линиями неона и кислорода и двойной линией ионизированного магния. Звезда находится от нас на расстоянии 4 млрд св. лет, а скорость убегания ее $v = 90000$ км/с, т.е. радиозвезды являются внегалактическими объектами.

Самая далекая из галактик (1963 г.) отстоит от нас на 6 млрд. св. лет. Но это не галактика, а 3C48 всего лишь звезда, точнее сверхзвезда, или квазар. Светимости 3C48 и 3C273 оказались в 50-150 раз больше светимости нашей Галактики Млечный Путь (состоящей из 200-400 млрд. звезд). Радиозвезды (квазары) излучают больше энергии, чем любой из известных объектов Вселенной, непрерывно на протяжении миллионов или миллиардов лет. По изменению яркости квазара, что позволило предположить о цепном взрыве Сверхновых звезд в ядре, удалось определить его размеры - $\sim 2 \cdot 10^{14}$ м и массу $\sim 10^8$ масс Солнца.

10.21. Взрывающиеся Галактики

Радиогалактика Лебедь А удалена от Земли на ~ 700 млн. св. лет. На фотографии, полученной с помощью оптического телескопа, обнаружены две галактики, входящие одна в другую. Их центральные области сильно искажены, смяты чудовищной силой. Звезды таких галактик остаются без изменения, но их движение под влиянием взаимного притяжения сильно искажается. Столкновение газопылевых облаков галактик изменяет форму, при этом температура в них достигнет 100 млн. кельвинов. Межзвездная пыль и газ взаимопроникающих галактик при столкновении начинает светиться. Изменяются и рушатся и магнитные поля, что приводит к испусканию электромагнитного излучения, которое через многие сотни миллионов световых лет достигает Земли. Размеры столкнувшихся галактик составляют миллионы световых лет, а расстояние между центрами столкнувшихся галактик составляют около ~ 3000 св. лет.

Сгустки радиоизлучения Лебеда А обнаружены в двух точках, разнесенных на ~ 120000 св. лет. Такой радиодуплет обнаруживает две струи суперрелятивистских частиц, выброшенными взорвавшейся миллионы лет назад "материнской" галактикой. По закону сохранения вектора импульса эти струи должны удаляться от центра в противоположных направлениях. В такой струе уносится, и часть магнитного поля галактики и возникает синхротронное излучение. Особенно мощным оно будет на самом конце струи, где магнитные силовые линии сильно сжаты. И то, что мы принимаем за два отдельных радиоисточника, в

действительности представляет собой лишь электронное неистовство на концах чудовищных газовых струй.

Другой пример. В галактике Центавр А, расположенной ближе к Земле, наблюдается такая же картина, а радиоисточники разделены расстоянием в ~ 650000 св. лет. Можно предположить, что галактики Лебедь А и Центавр А - одинаковые по типу космические объекты, находящиеся на разных стадиях эволюции. Хаотическое движение газопылевых облаков, содержащих заряженные частицы, приводит к тому, что магнитные поля отдельных облаков, накладываясь, друг на друга, они усиливают общее магнитное поле галактики. Магнитные силовые линии направлены вдоль экваториальной плоскости галактик. Преимущественно в этом же направлении вытягиваются и волокна газовых туманностей. Возможно, что спиралеобразная форма нашей Галактики "Млечный Путь" тоже вызвана действием магнитного поля. В 1964 г. самым удаленным квазаром считался 3С147. Его скорость убегания составляет 40% скорости света. Но открытый квазар 3С9 удаляется со скоростью ~ 240000 км/с, что составляет 80% скорости света, т.е. свет от него вышел через $\sim (2-3)$ млрд. лет после возникновения Вселенной. Обнаружены голубые звездные объекты (ГЗО). Некоторые из них, например ГЗО-1 удаляется со скоростью ~ 200000 км/с. Считается, что численность ГЗО больше, чем квазаров, в 500 раз. Они многочисленны и так далеко удалены от нас, что позволят определить такие эффекты, как кривизна пространства, и замедляется ли расширение Вселенной.

Наблюдения показали, что в том месте Млечного Пути, где мы видим теперь эллиптическую галактику, $\sim 1,5$ млн. лет назад произошел грандиозный взрыв, в результате которого высвободилась колоссальная энергия, и возникли частицы высоких энергий - космические лучи.

В радиогалактике М87 электроны (синхротронное излучение) несут энергию ~ 10000 ГэВ. Такие сверхбыстрые частицы способны прорваться сквозь преграды магнитного поля радиогалактики и унести в космическое пространство.

Следовательно, источниками энергий синхротронного излучения (космических лучей) являются взрывы галактических ядер.

В семидесятых годах двадцатого века астрономами обнаружена группа галактик, видимых в оптическом диапазоне, сгруппировавшихся вокруг спиральной галактики М81, находящейся от Земли на расстоянии ~ 2300 кпк (~ 10 млн. св. лет), и удаляющейся от нас со скоростью ~ 187 км/с.

М81 меньше по размерам нашей Галактики, но имеет наклон по отношению к Земле, поэтому ее спиралевидное строение видно отчетливо.

Долгое время с М81 отождествляли слабый радиоисточник 3С231.

Однако с помощью современных приборов удалось показать, что радиоисточник совпадает не с М81, а с другой галактикой М82, имеющей необычную форму. Она повернута к нам ребром и имеет вид клочковатого, туманного облака, т.е. галактика неправильной формы, которая удаляется от нас со скоростью ~ 74 км/с. М81 и М82 соседи.

Следовательно, они удаляются одна от другой со скоростью ~ 113 км/с. Значит много миллионов лет назад, (а может и миллиардов лет назад) М81 и М82 возникли одновременно из какой-то протогалактической материи.

На фотографиях видно, что внутри М82 нельзя различить ни одной отдельной звезды. Удавалось разрешить на звезды и более удаленные галактики.

Но на фотографиях удалось увидеть пересекающие эту веретенообразную галактику исполинские газопылевые полосы и волокнистые сгущения на их концах. При фотографировании М82 в красном свете и с помощью интерференционного фильтра (снимали в свете с длиной волны, которая строго соответствует α -линии водорода) выявились неожиданные особенности.

Вместо слабых волокон проявились исполинские водородные "крылья", простирающиеся по обе стороны галактики на ~ 14000 св. лет. Их скорость разлета ~ 1000 км/с.

Северная сторона М82 ближе к Земле, чем южная, т.е. вещество действительно разлетается от центра галактики.

Расчеты показали, что взрыв ядра галактики произошел $\sim 1,5$ млн. лет назад. Поэтому мы видим сейчас следы взрыва, который потряс галактику $\sim 11,5$ млн. лет назад. Какой вид имеет в настоящее время галактика М82 можно только догадываться.

Количество разлетевшегося вещества составляет $\sim 10^{63}$ протонов и электронов и для их разгона требуется энергия $\sim 10^{55}$ эрг. Сейчас М82 не обнаруживает пока двух отдельных радиоисточников, но они могут появиться на более поздних стадиях эволюции галактики.

Следовательно, галактические волокна еще не превратились в газовые струи с электронными "бомбами" на концах.

Возможно, что сверхзвезды или квазары - это лишь начальная ступень эволюции радиогалактик.

10.22. Диффузная материя Вселенной - туманности

Кроме галактик, звезд, молекулярных облаков во Вселенной просматриваются различной формы и размеров темные туманности и межзвездная пыль, светящиеся пылевые и газопылевые туманности, диффузные и планетарные туманности.

10.22.1. Темные туманности и межзвездная пыль

При распространении света от звезд часть их излучения теряется за счет поглощения межзвездной средой, содержащей молекулярные облака и пыль.

В нашей Галактике Млечный Путь межзвездная пыль концентрируется в узком слое толщиной $\sim 200-300$ пк вдоль галактической плоскости. Некоторые облака из-за большой концентрации в них пыли (размеры частиц $\sim 0,1$ мкм) непрозрачны для света и кажутся темными провалами на фоне более светлой материи. К ним относятся, например, туманность Конская голова в созвездии Ориона или туманность Угольный мешок вблизи созвездия Южный Крест и др.

В частности из-за большой концентрации газа, пыли и молекулярных облаков мы не можем наблюдать ядро нашей Галактики.

10.22.2. Светящиеся пылевые диффузные туманности

Если вблизи звезды-гиганта с температурой поверхности > 2500 К, имеющей большую светимость, находится большое пылевое облако, то оно отражает свет звезды и выглядит светлой туманностью. Спектр излучения такой туманности совпадает со спектром звезды. Кроме пылевых, светлых туманностей наблюдаются и газопылевые туманности.

В созвездии Телец наблюдается пылевая туманность, в которую погружено звездное скопление Плеяды (Стожары) из 280 звезд. Возраст скопления $\sim 2,5$ млн. лет (возраст человечества). В этом же созвездии находится звездное скопление Гиады. Их возраст ~ 1 млрд. лет.

10.22.3. Диффузные туманности

В созвездии Ориона находится типичная газопылевая диффузная туманность. Ее можно видеть зимой даже в бинокль. Но только фотографии выявляют ее структуру. Газопылевых и чистогазовых разреженных диффузных туманностей известно много. Они имеют неправильные формы и клочковатый, причудливый вид. Спектр их излучения (за счет люминесценции) содержит яркие линии водорода, кислорода и других легких газов. Некоторые из них дают спектр, не наблюдавшийся в земных условиях. Например, две самые яркие зеленые линии спектра туманности долгое время приписывали экзотическому химическому элементу "небулию", т.е. "туманный".

После тщательного анализа выяснилось, что эти линии принадлежат дважды ионизированному атому кислорода в условиях большой разреженности материи. Плотность газовых туманностей $\sim 10^{-18}$ - 10^{-20} кг/м³.

Водород в туманностях полностью ионизирован за счет излучения близ лежащей звезды.

Наблюдаются и другие газы, но в меньшем процентном соотношении.

Газовые туманности находятся в галактической плоскости, образуя слой толщиной ~ 200 пк, преимущественно в спиральных ветвях. В газовых туманностях основную массу составляет нейтральный водород с температурой ~ 100 К.

Температура светящихся ионизированных газовых облаков ~ 10000 К. Масса космической пыли в сотни раз меньше. Нейтральный водород не подвержен воздействию магнитного поля Галактики и его концентрация к галактической плоскости много больше, чем ионизированного. В созвездии Единорога находится диффузная туманность Розетка, в центре которой видны горячие звезды класса О. Расстояние до нее 1,1 кпк. В созвездии Телец находится Крабовидная туманность (радиоисточник Телец А) - остаток Сверхновой, вспыхнувшей в 1054 г. Скорость расширения туманности составляет ~ 1000 км/с. Центральная звезда, имеет температуру ~ 150000 К.

В созвездии Лебедь хорошо видна диффузная туманность "Северная Америка" и более слабо видны еще две газовые туманности, которые очень далеки, имеют вид перистых облаков. В созвездии Змея находится диффузная туманность M16. Расположена она в голове Змеи на южной границе созвездия. Удалена на 1,4 кпк.

Свечение туманности вызвано излучением сверхгорячей звезды класса O, расположенной в центре туманности.

В созвездии Стрельца, где расположен центр нашей Галактики Млечный Путь с координатами $\alpha = 17^{\text{ч}} 38'$; $\delta = -30^{\circ}$, наблюдаются три яркие и крупные диффузные туманности (табл. 10.6).

Таблица 10.6

М	α	δ	Диаметр, пк	Название
20	$17^{\text{ч}} 56,3'$	$-23^{\circ} 02'$	670	Тройная
8	$17^{\text{ч}} 58'$	$-24^{\circ} 23'$	770	Лагуна
17	$18^{\text{ч}} 15,6'$	$-16^{\circ} 13'$	1000	Омега

М - номер туманности в каталоге Мессье.

10.22.4. Планетарные туманности

Особое место в Галактике занимают планетарные туманности. Многие из них внешне напоминают объемные колечки, другие - зеленоватые диски далеких планет нашей Солнечной системы, такие как Уран и Нептун.

В центре планетарных туманностей всегда видна очень горячая звезда, свет которой переизлучается туманностью. Наблюдения показывают, что планетарные туманности расширяются во всех направлениях от центральной звезды, которая и является причиной образования туманности за счет сброса звездой части своей массы $\sim 0,2$ массы Солнца.

Например, в созвездии Большая Медведица находится исполинское, шарообразное облако светящегося газа (расстояние до Земли $\sim 2,3$ пк) - планетарная туманность М97 (Сова), в центре которой просматривается горячая белая звезда.

В созвездии Кассиопея Тихо Браге (1572 г.) обнаружил Сверхновую, но только в 1952 г. в телескопы увидели планетарную туманность, а центральную звезду не видно, только регистрируют радиоволны. В 1951 г. приборы зафиксировали радиотуманность Кассиопея А. По расчетам в 369 г. нашей эры произошел взрыв Сверхновой, остатки которой нельзя увидеть даже в телескопы. В созвездии Дракон наблюдается яркая планетарная туманность (вблизи звезды ξ -Дракона) NGC6543, которая расширяется. Удалена от Земли на расстояние ~ 1 кпк, диаметр туманности ~ 7000 а.е. В центре горячая звезда с $T \sim 57000$ К имеет сложную внутреннюю структуру, является аномальной планетарной туманностью. В созвездии Ориона размещена исполинская планетарная туманность на расстоянии 350 пк от Земли. Масса ее $\sim 10^3$ масс Солнца, но плотность мала (1 мг газа в 100 км^3). В туманность погружены звездные O - и T - ассоциации. Туманность вращается. Наблюдается стремительное бегство из нее трех горячих звезд: AE-Возничего, β -Овна и μ -Голубя, со скоростью ~ 100 км/с. Эти звезды молоды, их возраст $\sim 10^6$ св. лет. В O - ассоциации в ее ядре находится шестикратная звезда θ -Ориона. Она удалена от Земли на ~ 380 пк. В созвездии Гидра рядом со звездой μ -Гидра находится планетарная туманность. В созвездии Лира расположена планетарная туманность (посередине между звездами γ - и β -Лиры) в виде газовой

сферы. В ее центре горячая звезда $T \sim 75000$ К. Удалена на 660 пк от Земли. В созвездии Лисичка в 1764 г. обнаружена планетарная туманность M27 причудливой формы. Туманность хорошо видна в бинокль. Находится на расстоянии 300 пк от Земли. Диаметр туманности ~ 240000 а.е. Внутри туманности находится горячая звезда с температурой ~ 100000 К. Севернее двойной звезды 70 Змееносца расположена планетарная туманность NGC6572. Ее диаметр ~ 9000 а.е. Удалена от земли на ~ 4000 св. лет.

В созвездии Водолей расположена уникальная планетарная туманность NGC7293 (вблизи звезды ν -Водолея) самая большая и самая яркая на звездном небе Земли. Имеет вид сплюснутого диска диаметром 300000 а.е. В центре туманности расположена сверхгорячая звезда $T \sim 130000$ К. Туманность удалена от Земли на ~ 180 пк.

10.22.5. Рассеянные звездные скопления

В созвездии Кассиопея находятся два рассеянных скопления звезд: NGC457 и NGC 581. Первое содержит 50 звезд, имеет диаметр 8,5 пк, удалено от Земли на 2,1 кпк. Второе содержит 30 звезд, имеет диаметр 4,8 пк, удалено от Земли на 2,5 кпк. В созвездии Жираф наблюдается яркое рассеянное звездное скопление NGC 1502. В созвездии Персей между звездой α -Персея и звездой δ -Кассиопея расположены два близких рассеянных звездных скопления: χ и h Персея. Рассеянное звездное скопление h -Персея содержит 300 звезд, имеет диаметр 17 пк, удалено от Земли на 1,9 кпк. Рассеянное звездное скопление χ -Персей содержит 200 звезд, имеет диаметр 14 пк, удалено от Земли на 2 кпк. χ - и h -Персея являются центром звездной O - ассоциации (сверхгорячих звездных гигантов). Происхождение звездного скопления χ - и h -Персея и O - ассоциации одно и то же - из дозвездной сверхплотной материи.

В созвездии Персей вблизи звезды ξ -Персея находится еще одна звездная ассоциация, в которую входит звездное скопление. Другая звездная O - ассоциация расположена в Персей II, содержит 12 звезд с температурой 30000 К, удалена от Земли на 290 пк, имеет размеры 50×30 пк. Звезды разлетаются со скоростью 12 км/с. Возникла 1,3 млрд. лет назад. В созвездии Орион находится звездная ассоциация из 6 звезд, расположена вблизи θ -Ориона. Возраст 10 млн. лет. Ассоциация удалена от Земли на 380 пк. Около звезды T-Ориона расположена звезда типа T- Тельца видна T-ассоциация. Возникла около 1 млн. лет назад. Содержит 220 звезд.

В созвездии Тельца хорошо видно невооруженным глазом рассеянное звездное скопление Плеяды (Стожары) из 280 звезд. Скопление образовалось около 2,5 млн. лет назад. Температура звезд 15000 К. Оно удалено от Земли на 130 пк. В созвездии Тельца находится еще шаровое скопление Гиады. Расстояние от Земли 40 пк. Возникло около 1 млрд. лет назад. Диаметр скопления 33 св. г. Примерно 280000 лет назад скопление Гиады пролетало мимо Солнца на расстоянии в 20 пк и теперь удаляется от нас.

В созвездии Большой Пес наблюдается рассеянное звездное скопление M 41.

Диаметр его 7,4 пк. Удалено от нас в 50 раз дальше, чем звезда Сириус.

В созвездии Близнецы около звезды Кастор расположена шестикратная звезда, как и θ -Ориона. Яркое рассеянное скопление М35 имеет диаметр 7 пк. Удалено от нас на 800 пк.

В созвездии Возничий хорошо видно тройное звездное скопление из 350 звезд: М36, 37, 38. Самое яркое из них - М37, удалено от нас 4,1 пк, а М38 удалено на 850 пк.

В созвездии Рак вблизи звезды ε -Рака расположено замечательное рассеянное звездное скопление Ясли (М44), содержит 100 звезд. Диаметр скопления 5 пк. Удалено от нас на 160 пк. Правее α -Рака можно обнаружить другое скопление М67 из 80 звезд - горячих белых гигантов. Диаметр скопления 4 пк. Удаленность - 800 пк. В созвездии Лебедя рядом со звездой ρ -Лебедя расположено рассеянное звездное скопление из 25 звезд (белые горячие гиганты). Диаметр скопления 2,4 пк. Удаленность - 260 пк.

В созвездии Щита находятся два ярких рассеянных скопления. Одно из них находится рядом со звездой R Щита. Содержит 200 звезд - белые гиганты. Диаметр скопления 5,5 пк. Удаленность - 1600 пк. Второе скопление расположено южнее в противоположном углу. Состоит из 75 звезд. Диаметр скопления 6,6 пк. Удаленность - 2300 пк.

Созвездие Стрелец самое богатое по числу звездных скоплений. Можно выделить 5 наиболее ярких рассеянных звездных скоплений (табл. 10.7).

Таблица 10.7

NGC	М	Число звезд	Расстояние, кпк	Диаметр, пк	Созвездие
6494	23	120	0,6	6,0	Стрелец
6520		25	0,7	1,0	
6531	21	35	1,5	5,1	
6603	24	50	5	5,8	
6611	16	55	1,7	12,0	

Созвездие Скорпион, как и созвездие Стрелец, богато звездными скоплениями. Можно выделить 5 рассеянных звездных скоплений (табл. 10.8).

Таблица 10.8

NGC	М	Число звезд	Расстояние, кпк	Диаметр, пк	Созвездие
6231		40	1,3	8,4	Скорпион
6242		44	0,6	1,8	
6405	6	80	0,4	6,4	
6416		35	0,6	3,6	
6475	7	80	0,25	5,3	

10.22.6. Шаровые звездные скопления

В созвездии Стрелец наблюдаются ряд ярких шаровых звездных скоплений. В отличие от рассеянных звездных скоплений они являются более старыми объектами в Галактике и более удалены от нас (табл. 10.9).

Таблица 10.9

NGC	M	Число звезд	Расстояние, кпк	Диаметр, пк	Созвездие
6121	4		3,3	15	Стрелец
6626	28		4,6		
6656	22		3	25	
6723			10		
6809	55		5,8	45	
6093			11		Скорпион

В созвездии Пегаса можно наблюдать шаровое звездное скопление M15 (NGC7080), которое удалено от Земли на 40000 св. лет. Диаметр скопления 165 св. лет, содержит 6 млн. звезд - красноватые гиганты с температурой 2000-4000 К. Ряд из них цефеиды. Скопление приближается к нам со скоростью 114 км/с. Возраст - миллиарды лет. В созвездии Волосы Вероники рядом со звездой α -Волосы Вероники расположено шаровое звездное скопление M53. Скорость удаления 100 км/с. До него 20 кпк. В созвездии Геркулес можно наблюдать два шаровых звездных скопления. Одно из них M13 расположено между звездами η -и ξ -Геркулеса. Содержит 0,5 млн. звезд - холодных красных гигантов, 150 из них - переменные звезды. Удалено от нас на 23000 св. лет. Другое шаровое звездное скопление M92 расположено между звездами τ - и η -Геркулеса. Содержит много горячих звезд-гигантов. Скопление удалено на 7,3 кпк.

В созвездии Змея наблюдается шаровое звездное скопление M5. Содержит 60000 звезд. До него 8,3 кпк. В созвездии Змееносец можно найти четыре ярких шаровых звездных скоплений, образующих две пары: M12 и M10, соответственно удалены на 5,8 кпк и 5 кпк. M19 и M62. Удалены на 6,9 кпк.

В созвездии Водолей наблюдается шаровое звездное скопление M2 (NGC7293). Удалено на 15,8 кпк. В созвездии Козерог можно наблюдать шаровое звездное скопление M30, которое удалено на 12,6 кпк, но приближается к нам со скоростью 100 км/с.

Приложение 2

Экспресс - новости науки и техники

1. Замедление скорости искусственных спутников

Полеты искусственных спутников: "Пионер-10" - запущен к дальним планетам Солнечной системы; "Галилей" - запущен к полету до Юпитера; "Пионер- 11" - запущен в 1973 г; "Улисс" - облетающий вокруг Солнца и т. д. показали, что они движутся много медленнее, чем следует из расчетов.

Возможно, это связано с утечкой топлива или их движение подчиняется притяжению невидимого объекта (типа матрицы) или не совсем точен закон всемирного тяготения Ньютона (доктор Андерсон из НАСА, а это действительно так).

2. Темная материя (темная энергия)

Эволюция строения и размеры Вселенной взаимосвязаны. В 1929 г. астроном Хаббл установил, что галактики Вселенной удаляются друг от друга. Чем дальше от нас галактики, тем больше их скорость удаления. Так родилась гипотеза о расширяющейся Вселенной, которая возникла в результате Большого взрыва (гипотеза Гамова).

В будущем эволюция нашей Вселенной зависит от критической плотности вещества ($\sim 10^{-32}$ г/см³). Если плотность вещества Вселенной превысит критическую плотность, то сила тяготения затормозит расширение и материя начнет сжиматься. Если массы космического вещества ее хватит на то, чтобы Вселенная затормозила свое расширение, и она достигла бы максимального размера и в дальнейшем находилась в состоянии покоя, что мало вероятно. Но если во Вселенной материи недостаточно (плотность ее меньше критической), то расширение будет продолжаться вечно. По последним данным, полученным с помощью телескопа "Хаббл" ученым удалось измерить расстояние до самых удаленных космических объектов (галактик, квазаров и т.д.).

Возникла наша Вселенная в результате Большого Взрыва $\sim 13,2$ миллиарда лет. Диаметр современной Вселенной составляет 36 миллионов световых лет. Масса Вселенной оценивается в $\sim 10^{53}$ тонн.

Компьютерный анализ 76000 галактик показал, что общей массы Вселенной не хватает, чтобы остановить ее расширение. Всего $\sim 1\%$ массы Вселенной мы видим как светящуюся материю звезд, галактик, квазаров. Еще $\sim 4\%$ приходится на межгалактический газ и, слабосветящиеся звезды. $\sim 25\%$ составляет Темная материя, состоящая из неизвестных экзотических частиц, имеющих массу. Загадкой остаются остальные $\sim 70\%$ космической массы вещества Вселенной. Предполагают, что она скрыта в Темной энергии. Вот эта таинственная сила и ускоряет расширение Вселенной. Большая надежда возлагается на спутник НАСА MAP, который предполагают запустить в 2001 г. и на европейскую миссию PLANK, намеченной на 2007 г. Благодаря новому оборудованию, все виды космического излучения будут измерены с разрешением в ~ 30 раз лучшим, чем нынешние. Параметры Вселенной будут рассчитаны с точностью до $\sim 1\%$. С помощью рентгеновской обсерватории «Чандра» недавно обнаружено, что всю Вселенную пронизывают нити горячего газа, которые формируют массу Вселенной. Газовые нити пронизывают Вселенную на миллионы световых лет, а их общая масса вещества в них в пять раз больше суммарной массы всех звезд Вселенной. Одна из таких нитей проходит и через нашу Галактику «Млечный Путь». Возможно, что эта паутина из нитей горячего газа формирует ячеистую структуру всей Вселенной. Существующие во Вселенной черные дыры должны быть распределены равномерно и служат для превращения любой материи, в том числе пространства и времени, в энергию физического вакуума. Согласно законов сохранения массы- энергии, импульса и момента импульса должны существовать белые дыры, которые превращают энергию физического вакуума в материю. Действительно астрономическими наблюдениями обнаружены удаленные объекты, испускающие мощные струи голубого вещества колоссальной массы (см. стр.171, 231).

3. О синтезе тяжелых элементов

После Большого взрыва в молодой Вселенной на определенной стадии эволюции были в основном водород (~70%) и гелий (~25%). Из этих газов позднее сформировались звезды первого поколения, в которых начался синтез водорода в гелий. В результате термоядерных реакций в звездах постепенно образовывались более тяжелые элементы вплоть до железа (s-процесс) и висмута (r-процесс), а еще более тяжелые элементы были синтезированы при взрывах сверхновых звезд.

Так считалось до последнего времени. Однако по расчетам ученых такого количества тяжелых элементов на Земле эти взрывы не могли обеспечить.

Предложена современная гипотеза, согласно которой все элементы тяжелее железа синтезируются в результате гигантских взрывов столкнувшихся нейтронных звезд за сотни миллионов лет до появления Солнечной системы.

Тщательное компьютерное моделирование показало, что при сближении нейтронных звезд их мощные гравитационные силы разрывают звезды на части. При этом, за несколько миллисекунд, выделяется столько энергии, которой достаточно для освещения всей Вселенной. В результате взрыва нейтронные звезды превращаются в черную дыру, а часть материи выбрасывается в космическое пространство. В процессе столкновения и взрыва нейтронных звезд за миллисекунды температура вещества повышается до миллиардов кельвин, а нейтроны вдавливаются в ядра, имеющих тяжелых элементов, что приводит к синтезу еще более тяжелых элементов.

Выброшенное вещество в космическое пространство, содержащее тяжелые элементы, смешивается с межзвездным газом и пылью, из которого в дальнейшем через миллионы лет возникают звездные системы, и возможно так возникла наша Солнечная система.

Заключение

Физическая картина современного мира сложна и разнообразна.

Все выше изложенное представляет весьма малую часть реальной картины мира, безграничного космического пространства и всей Вселенной.

Предстоит еще многое познать, открыть новые источники энергии, которые действуют в природе и применить их на благо всего человечества.

Пожелаем будущим поколениям успехов на этом тернистом пути.

Эпилог

*Земля вращалась во Вселенной,
Шесть тысяч лет на лаврах атом почивал.
Считали его предки неделимым,
Он в одиночестве страдал.
Но вот его лица фотон коснулся,
И атом тайны нам раскрыл.
От долгой спячки он проснулся.
Свое ядро в нуклоны превратил.
С небес космические ливни заструились,
Неся потоки позитронов на хвостах комет.
Мезоны, даже бомбы появились,
Каких там резонансов только нет.
Теперь ученые гадают,
Как разобраться в микромире,
То шарм, то кварки предлагают,
То обращаются к "Наирей".
Решали Ньютон, Фарадей
Природы сложные задачи.
Осталось снять фату с полей,
Так пожелаем всем удачи.*

(Автор)