

## Глава 4

### ИЗТОЧНИЦИ НА КВАНТОВАТА МЕХАНИКА

- § 4.1 Топлинно излъчване на абсолютно черно тяло. Квантови свойства на светлината  
*Топлинно излъчване и термодинамично равновесие; излъчване и поглъщане – закон на Кирхоф; абсолютно черно тяло; експериментални криви; зависимости на Рейли–Джиснс и на Вин; хипотеза на Планк; квантуване на енергията; експеримент и теория.* 109
- § 4.2 Фотоелектричен ефект. Фотони. Импулс на фотона  
*Същност; експеримент; свойства; зависимост на излъчването от честотата; безпомощност на класическата механика; обяснение на Айнщайн; фотони; импулс на фотони.* 114
- § 4.3 Ефект на Комптън  
*Същност на ефекта; експеримент; резултат; енергия и импулс на фотона; закони за запазване; решение на системата; дължина на разсеяната вълна; квантово обяснение.* 116
- § 4.4 Частици или вълни – корпускулни и вълнови свойства на фотоните  
*Интерференция от точкови източници и дифракция от един и два процепа; светлинните кванти – частици или вълни; два вида обекти в класическата физика – вещество и лъчение; експеримент-критерий за корпускулен или вълнов характер на обекта; експерименти по преминаване на малък брой фотони през един и два процепа.* 120
- § 4.5. Строеж на атома  
*Модел на пудинга на Дж. Дж. Томсън; експериментална постановка на Ръдърфорд; разсейване; откритие на ядрото; планетарен модел; поглед от класическа гледна точка; ядро и атомен номер, квантова теория на Бор за строежа на атома; постулати на Бор; физичен смисъл на постулатите.* 125

## § 4.6 Хипотеза на Дьо Бройл. Корпускулно-вълнов дуализъм

*Обобщение; хипотеза на Дьо Бройл; материални вълни; връзка на фазовата и груповата скорост със скоростта на частицата; вълна на Дьо Бройл и позволени орбити; дължина на вълната на някои частици; опит на Дейвисън и Джърмър; усилване и отслабване на вълните; картина; опит на Фабрикант; регистриране като частица, разпространение като вълна; корпускулно-вълнов дуализъм на микросвета и квантовата механика; специфичен (дуален) микрообект с корпускулни и вълнови свойства; роля на константа на Планк. 130*

## ДОПЪЛНИТЕЛНА ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов, С. Т., Основи на теоретичната и квантовата механика, София, УИ “Св. Климент Охридски”, 2001 гл. 7, 8.
2. Райчев, П., Елементарно въведение в квантовата физика, София, Техника, 1968, § 1 ÷ 5.
3. Файнман, Р., Р. Лейтон, М. Сендс, Файнманови лекции по физика, т. I, София, Народна просвета, 1970, София.
4. Сивухин, Д. В., Общий курс физики, т. 5-1, Атомная и ядерная физика, Москва, Наука, 1986, гл. I ÷ III.

Към края на XIX в. сред физиците преобладава мнението, че тяхната наука е близо до окончателно завършване – главните природни закони били вече открити и оставало само да се прилагат към конкретни задачи. Неумолимите експериментални факти обаче разрушават вярата в нейното могъщество. На фона на големите успехи останали няколко костеливи ореха, няколко експериментални резултата, изцяло необясними от класическата физика.

В началото на XX в. нерешените от класическата физика задачи (излъчването на абсолютно черно тяло, фотоефектът, топлемността на твърдите тела, строежът на атома, комптъновият ефект) една по една намират обяснение. Но тези обяснения са в поразително противоречие с класическата физика. На базата на тези обяснения възникват закономерности за микрочастиците, които са не само неразбираеми за класическата физика, но и са в дълбоко противоречие с установения от нея начин на мислене. Тя е в състояние на бъркотия и неяснота. С много драматизъм и възторг се ражда квантовата механика. Тя радикално се различава от класическата механика и предлага фундаментално нов път за опознаване на природата. Трудно е с няколко думи да се изложи разликата в основите на двата подхода – класическия и квантовия. Тук ще споменем два важни момента.

В основата на класическата механика лежат знаменитите закони на Нютон за движението. *Тези закони могат да бъдат „изведени“, те могат да бъдат потвърдени експериментално, както и предсказаните от тях резултати. За разлика от класическата механика, квантовата механика се основава на допускания, постулати. Те възникват в резултат на интуицията и на аналогията с класическата концепция и не могат да бъдат проверени експериментално. Но предсказваните на*

базата на постулатите резултати се потвърждават от експеримента. Заслугата е на гениите, на основателите на квантовата механика, които се оказаха способни да предложат метод, концепция за предсказване на поведението на физични системи с малки размери. Тази квантова концепция издържа проверката както на експерименталните резултати, обясними от класическата механика, така и на много други, ясно показващи несъстоятелността на класическата механика.

*В класическата механика измерванията по принцип са повторяеми. Смуцението от измерването може да бъде безкрайно малка величина. В квантовата механика точният ефект от смуцението е неизвестен и непредсказуем.* Това води до неповторяемост на измерванията и неопределеност на измерваните величини. Например измерването на положението на микрочастица води до неопределеност на импулса. Очевидно е, че при това понятието траектория, така важно за класическата механика, губи смисъл.

Ще разгледаме накратко същността на проблемите, чието обяснение поставя началото на квантовата механика.

#### **§ 4.1. ТОПЛИННО ИЗЛЪЧВАНЕ НА АБСОЛЮТНО ЧЕРНО ТЯЛО. КВАНТОВИ СВОЙСТВА НА СВЕТЛИНАТА**

Началото на квантовата механика е свързано с изследването на един незначителен на пръв поглед проблем – топлинното излъчване. Всяко тяло е способно да поглъща и излъчва топлина. Днес е ясно, че се излъчва и поглъща електромагнитна енергия. Ако поставим в пещта железен предмет, той ще погълне топлина и ще се нажежи до бяло. Предметът поглъща топлина от пещта. Изваден, той ще излъчва. Доближавайки се до него, ние чувстваме това. Той ще излъчва, докато температурата му се изравни с тази на околния въздух. С други думи, дотогава, докато настъпи термодинамично равновесие между него и въздуха. Тогава излъчената и погълнатата от предмета енергия (топлина) са равни. Желязото излъчва не само когато е нажежено. То излъчва и когато не е нагрето, т.е. при всяка температура  $T^0$ . При термодинамично равновесие погълнатата и излъчената енергия са равни. Ще характеризираме излъчвателната и поглъщателната способност на тялото съответно с интензитета на излъчване  $I_r(\nu, T^0)$  ( $r$  от английското radiation) и интензитетите на поглъщане  $I_a(\nu, T^0)$ . Интензитетът е енергията на излъчване или поглъщане от единица обем ( $a$  от английското absorption) за една секунда в честотен интервал  $\nu \div \nu + d\nu$  при температура  $T^0$  (много често интензитетът се нарича спектрална плътност на енергията).

Първият класически закон за излъчването и поглъщането е установен от Кирхоф (Kirchhoff). Той гласи, че излъчвателните и

поглъщателните свойства не зависят от природата на тялото, а само от честотата на електромагнитното лъчение и температурата на тялото:

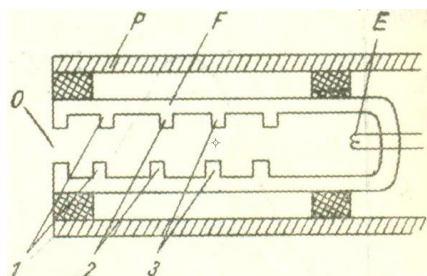
$$\frac{I_r(\nu, T^0)}{I_a(\nu, T^0)} = I(\nu, T^0). \quad (4.1)$$

Кирхоф въвежда термина абсолютно черно тяло. Абсолютно черното тяло поглъща изцяло електромагнитното лъчение, което пада върху него, независимо от дължината на вълната, но не отразява нищо. Тъй като то поглъща цялата падаща върху него енергия, поглъщателната му способност е равна на единица  $I_a(\nu, T^0) = 1$  и

$$I_r(\nu, T^0) = I(\nu, T^0). \quad (4.2)$$

Това означава, че *излъчвателната способност на абсолютно черното тяло е универсална функция на честотата и температурата  $I(\nu, T^0)$ .*

При дадена температура то е най-добрият излъчвател на енергия с произволна честота в сравнение с всяко друго. Като модел на абсолютно черно тяло може да служи затворен съд с много малък отвор, така че лъчението, падащо върху отвора, се отразява многократно от стените и практически няма шанс да излезе навън. Ако такъв съд се нагрее до температура  $T^0$ , той ще излъчва през отвора и това излъчване ще съдържа всички честоти (респективно дължини на вълните). На фиг. 4-1 е показан модел на абсолютно черно тяло на Лумер (Lumer) и Прингсхайм

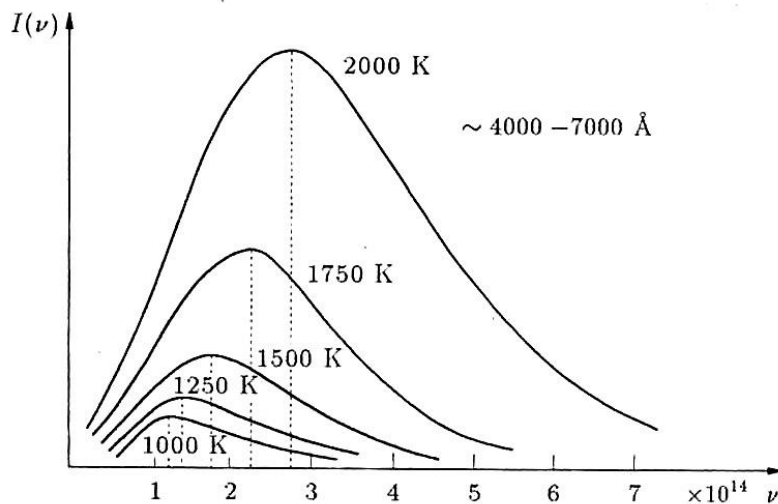


Фиг. 4-1. Модел на абсолютно черно тяло:  $P$  – платинов цилиндър,  $F$  – порцеланов цилиндър, 1, 2, 3 ... диафрагми,  $O$  – тесен отвор, през който се наблюдава лъчението,  $E$  – термодвойка за измерване на температурата.

(Pringshime). През платиновия цилиндър  $P$  се пропуска силен ток, който нагрява разположения в него порцеланов цилиндър  $F$  и кухината до необходимата температура, която се измерва с термодвойката  $E$ . Диафрагмите 1, 2, 3, ... в последния предпазват стените от нахлуващия отвън студен въздух. Лъчението през отвора  $O$  на тялото при различни температури се наблюдава със спектрометър. Експериментално абсолютно черно тяло може да се реализира и като в твърдо тяло се пробие отвор, чиято дълбочина е няколко диаметъра на отвора – тогава излъчването от дъното на отвора ще представлява излъчване на абсолютно черно

тяло. Експерименталните криви на спектралното разпределение на излъчването на абсолютно черното тяло са показани на фиг. 4-2.

Ще отбележим, че електромагнитното лъчение е в състояние на тер-



Фиг. 4-2. Спектрално разпределение на лъчението в абсолютно черно тяло при различни температури. Максимумът на всяка крива се отмества към по-високите честоти с увеличаването на  $T^0$ .

модинамично равновесие със стените на съда. Електромагнитното поле вътре е суперпозиция от стоящи електромагнитни вълни (вж. прил. II), като електричната енергия се превръща в магнитна, магнитната – в електрична и процесът се повтаря периодично. Стоящите вълни се изменят с времето по хармоничен закон. От гледна точка на изменението на енергията тези вълни имат поведението на хармоничен осцилатор. Затова можем да приложим законите на класическата статистическа механика за обикновени механични осцилатори. Средната кинетична енергия на частица в термодинамично равновесие според тези закони е  $E_k = kT^0 / 2$ , където  $k$  е константата на Болцман (Boltzman), а  $T^0$  – абсолютната температура. За хармоничния осцилатор средната потенциална енергия е равна на средната кинетична енергия (вж. например § 35 в Иванов, С. Т., Л. Л. Трайков, Обща физика, том II, Класическа физика, Херон прес, 2010, София). Тогава пълната осреднена енергия е

$$E = kT^0. \quad (4.3)$$

Броят на осцилаторите с честота  $\nu$  в единица обем е  $8\pi\nu^2/c^3$  (за извода вж. Борн, М., Атомная физика, Мир, 1965, Москва, гл. VIII и прил. 33, 34). Тогава енергията на излъчването  $I(\nu, T^0)$  от единица обем в честотен интервал  $\nu \div \nu + d\nu$  и температура  $T^0$  за 1 s е

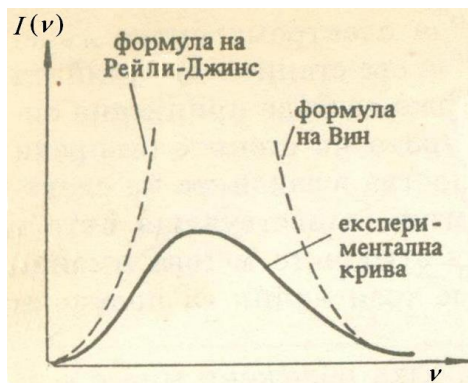
$$I(\nu, T^0) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT^0. \quad (4.4)$$

Това е известната формула на Рейли–Джинс (Rayleigh–Jeans). Няколко години преди тях, през 1832 г., Вин (Wien) доказва, че спектралното разпределение  $I(\nu, T^0)$  на лъчението се подчинява на следния закон:

$$I(\nu, T^0) = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T^0}\right) \quad (4.5)$$

Като следствие от закона на Вин се получава, че в максимумите на кривите  $I(\nu, T^0)$  на разпределението като функция на честотата при различни температури величината  $T^0/\nu$  е постоянна, т.е.  $\lambda T^0 = cT^0/\nu = \text{const}$ . И действително, с увеличаване на температурата максимумите на експерименталните криви се отместват към по-големите честоти (фиг. 4-2). В рамките на класическата физика видът на функцията  $f(\nu/T^0)$  не може да бъде определен.

Формулата на Рейли-Джинс описва правилно само началния участък на  $I(\nu) \propto \nu^2$ . При високи честоти тя е в пълно противоречие с експеримента. Нещо повече, тъй като в лъчението на абсолютно черно тяло се съдържат всички честоти, сумарната енергия  $\int_0^\infty I(\nu) d\nu$  ще бъде безкрайно голяма, което очевидно е безсмислица (фиг. 4-3). Еренфест



Фиг. 4-3. Класическите формули на Рейли – Джинс и на Вин и експерименталната крива на излъчването на абсолютно твърдо тяло.

(Ehrenfest) нарича несъответствието между теорията и експеримента при високи честоти (ултравиолетовата област) ултравиолетова катастрофа за класическата физика. Формулата на Вин описва правилно само излъчването при много високи честоти (фиг. 4-3). С една дума, класическата физика се оказва напълно безпомощна.

През втората половина на 1900 г. Макс Планк (Max Planck) без особени физически съображения успял да налучка формула, резултатите от която съвпадали с тези от експеримента. След няколкомесечен труд Планк стига до извода, че тази формула може да се получи, само ако се допусне *съвсем невероятното предположение* – *енергията на излъчваното и поглъщаното лъчение не може да бъде каква да е, а да приема само дискретни стойности*  $n h \nu$  ( $n(h/2\pi)2\pi\nu = n\hbar\omega$ ). Константата  $h$  ( $\hbar = h/2\pi$ ) се нарича константа на Планк и има стойност  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J.s ( $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$  J.s), а порцията енергия

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (4.6)$$

се нарича *квант енергия*.

За определена честота  $\nu$  квантите имат една и съща енергия; кванти с висока честота имат висока енергия, а тези с ниска честота – ниска. В абсолютно черното тяло частиците в него излъчват вълна с честота  $\nu$ , ако имат енергия, равна или по-голяма от  $h\nu$ . Съгласно разпределението на Максвел (Maxwell)–Болцман, ако  $N_0$  атоми от една система са в равновесие при абсолютна температура  $T^0$ , броят на атомите  $N_n$  с енергия  $E_n$  е

$$N_n = N_0 \exp(-E_n / \kappa T^0). \quad (4.7)$$

Ясно, че при ниски честоти много атоми отговарят на това условие, но с увеличаване на честотата броят на атомите с енергия, по-голяма от  $h\nu$ , намалява. Затова спектралното разпределение  $I(\nu, T^0)$  не расте с честотата  $\nu$ , а намалява, като асимптотично се стреми към нула. По този начин се избягва ултравиолетовата катастрофа, предсказана от класическата, в която няма логическо ограничение за излъчваната енергия.

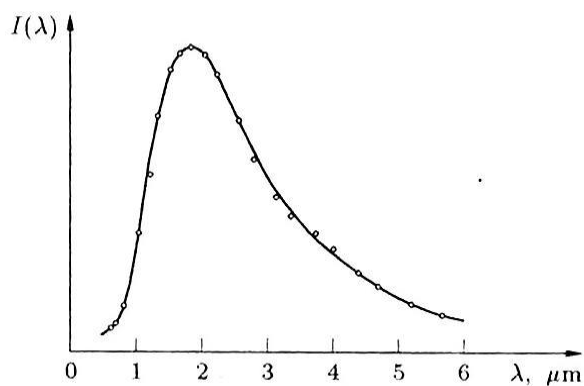
Допускайки, че електромагнитните вълни могат да се излъчват или поглъщат на кванти, Планк достига до следния израз за спектралното разпределение на лъчението на абсолютно черното тяло :

$$I(\nu, T_0) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu / \kappa T^0) - 1}. \quad (4.8)$$

Това е знаменитият закон на Планк за излъчването. На фиг. 4-4 са сравнени теоретичната формула и експерименталните резултати.

Вижда се тяхното отлично съвпадение. То се наблюдава при стойност на планковата константа  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J.s.

Представата за квантите се намира в противоречие с увереността за вълновата природа на електромагнитното лъчение – вълната не може да се погълне в някаква точка със скок, защото е необходимо време, докато се „сгъсти“. Квантовият характер за излъчването (и поглъщането) на енергията е противоречив на вълновия на лъчението. Повечето от физиците се надявали, че рано или

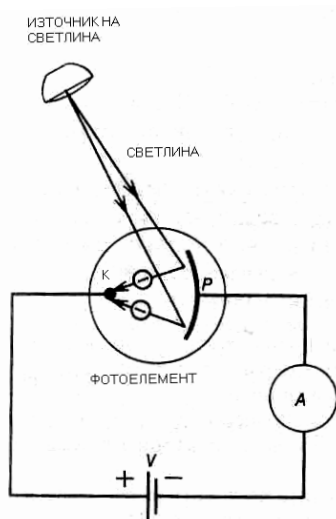


Фиг. 4-4. Сравнение между експерименталното спектрално разпределение (точките) и теоретичния закон на Планк за излъчването на абсолютно черно тяло (непрекъснатата линия); съпадението е потвърждение на хипотезата на Планк за квантите.

късно формулата на Планк ще може да бъде изведена и без допускането на „проклетите квантови скокове“. Обаче се оказва, че хипотезата за квантите не е изолирана само с излъчването на абсолютно черно тяло. С нея са обяснени фотоефектът, ефектът на Комтън, строежът на атома и други явления.

## § 4.2. ФОТОЕЛЕКТРИЧЕН ЕФЕКТ. ФОТОНИ. ИМПУЛС НА ФОТОНА

Отделянето на електрони от материята при облъчването ѝ с електромагнитно лъчение се нарича *фотоефект*. Разновидност на фотоефекта е емисията на електрони от повърхността на метали под действие на светлина (фиг. 4-5).

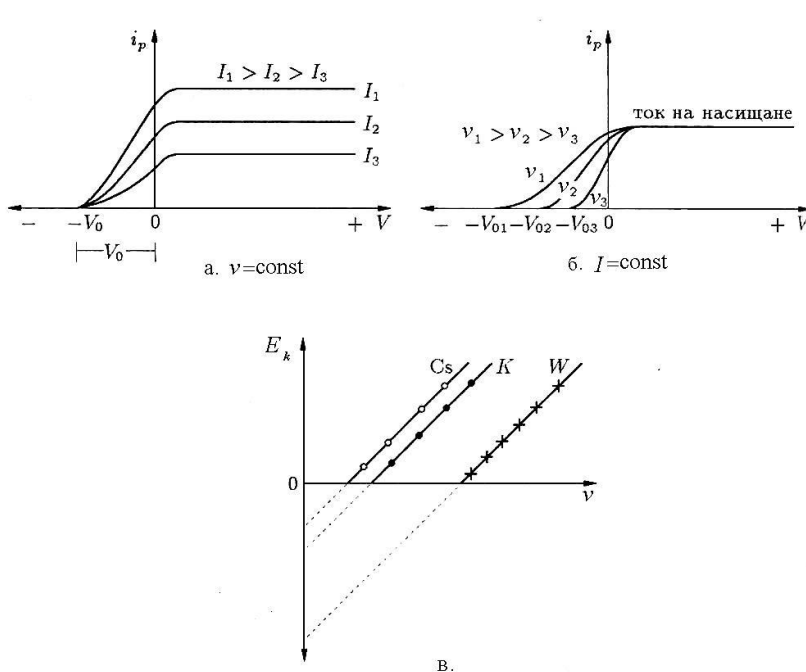


Фиг. 4-5. Фотоелектричен ефект.

Явлението е открито през 1887 г. от Х. Херц (Hertz). Основните положения са:

1. Ако честота  $\nu$  на падащата светлина е постоянна, фотоелектричният ток  $i_p$  расте с увеличаване на интензитета на светлината.
2. Фотоелектроните се излъчват за време, по-малко от  $10^{-9}$  s, след като повърхността е облъчена със светлина.
3. За даден материал емисията на фотоелектрони се наблюдава само от определена гранична честота  $\nu_0$  нагоре; тя се нарича червена граница.
4. Максималната кинетична енергия  $E_{k\max}$  на електроните не зависи от интензитета на падащата светлина – запиращият потенциал  $V_0$  (потенциалът, при който фототокът става нула) е един и същ за светлина с различен интензитет (фиг. 4-6а), т.е.  $eV_0 = E_{k\max}$ .
5. Максималната кинетична енергия  $E_{k\max}$  на фотоелектроните зависи от честотата на падащата светлина. Запиращият потенциал е различен за различните честоти, въпреки че интензитетът е един и същ (фиг. 4-6б).
6. Максималната кинетична енергия  $E_{k\max}$  зависи линейно от честотата за различни метали (фиг. 4-6в: цезий, калий и волфрам). Аналитичният израз е следният:

$$E_{k\max} = a\nu + b. \quad (4.9)$$



Фиг. 4-6. Фотоефект ( $i_p$  – сила на фототока): а) при фиксирани честоти запиращият потенциал е еднакъв за различни интензитети на падащата светлина; б) запиращият потенциал и следователно кинетичната енергия на фотоелектроните са функции от честотата на падащата светлина, въпреки че интензитетът е фиксиран ( $I = \text{const}$ ); в) линейна зависимост на максималната кинетична енергия на фотоелектроните  $E_{k\max}$  от честотата  $\nu$  за различни метали.

Класическата теория обяснява първото основно положение, но е в противоречие с точките от 2 до 5 и не може да обясни точка 6.

За обяснение на фотоефекта Айнщайн прилага хипотезата на Планк, отивайки по-далеч, а именно, че електромагнитните вълни не само се поглъщат и излъчват на порции, а и се състоят от порции енергия, които се наричат кванти или фотони. Когато светлината пада върху метал, електронът поглъща един фотон с енергия  $h\nu$ . При отделянето му от метала над него се извършва работа, като се изразходва енергия  $w$ , която се нарича отделителна работа на метала. Останалата енергия  $h\nu - w$  е кинетичната на електрона, при това максимално възможната:

$$E_{k\max} = m_e v_{\max}^2 / 2 = h\nu - w. \quad (4.10)$$

Получихме линейната зависимост (4.9) на кинетичната енергия на фотоелектроните от честотата. Сравнението с (4.10) показва, че  $h$  определя наклона на правата  $E_{k\max}(\nu)$  (вж. текста под фиг. 4-6в). Обратно, като изхождаме от експерименталните резултати, можем да определим константата  $h$ . Стойността на  $h$  се оказва същата като на константата на Планк, определена от излъчването на абсолютно черно тяло. Така квантовата хипотеза обяснява точка 6. Обяснението на останалите точки от 1 до 5 е просто и логично и затова го предоставяме на читателя.

През 1917 г. Айнщайн предлага въведените от Планк кванти да се разглеждат като свободни частици с енергия  $E = \hbar\omega$  и импулс  $p = \hbar\omega/c$ . Щом квантите имат определени енергия и импулс и част от тази енергия отдават на електроните, а с останалата извършват отделителна работа, те могат да бъдат разгледани като корпускули. Тъй като вече знаем, че светлината (електромагнитните вълни – прил. III) се разпространява със скорост  $c$ , фотоните са релативистки обекти с нулева маса и съотношението между  $E$  и  $p$  се определя от теорията на относителността:

$$E = h\nu, \quad E = pc \quad \Rightarrow \quad p = h\nu / c. \quad (4.11)$$

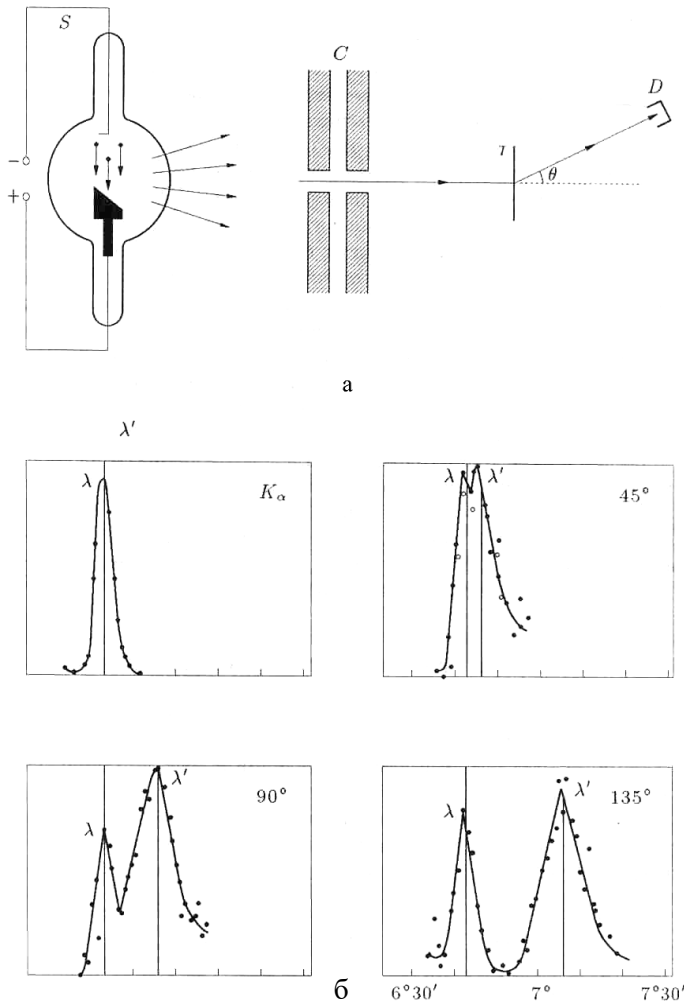
Можем да си представим фотоните като частици (корпускули) с енергия  $E = h\nu$  и импулс  $p = h\nu/c$ . Ние наричаме  $\nu$  честота на фотона само защото, ако имаме работа с вълна щяхме да употребим тази дума. Това обаче не бива да ни заставя да мислим, че фотонът е вълна – той само притежава свойството на вълната да дифрактира и интерферира. Понятието фотон е въведено през 1923 г. от химика Джилберт Леви (Jilbert Levy).

### § 4.3. ЕФЕКТ НА КОМПТЪН

Следващият, който дръзнал да използва необичайните кванти, е американският физик А. Комптън (A. Compton). С тях той обяснява разсейването на рентгеновите лъчи от свободни електрони. То е било наречено ефект на Комптън – при разсейването на рентгеновите лъчи от свободни електрони падащата вълна е с по-голяма дължина на вълната от отразената. Думата „дръзнал“ не е случайна. Въпреки

успеха на теорията за квантите на тях се гледало като на прищълци. Показателно е известното възклицание на Шрьодингер (Schrödinger): „Ако ние се каним да запазим тези проклети квантови скокове, то аз съжалявам, че въобще съм имал работа с квантовата теория.“

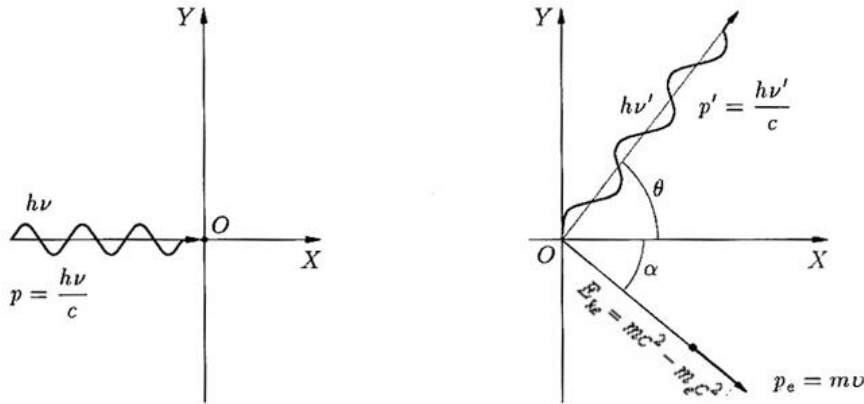
Експерименталната схема за наблюдаване на ефекта на Комптън е показана на фиг. 4-7а. Монохроматичните рентгенови лъчи се получават от източника  $S$  – рентгенова тръба. След колиматора  $C$  лъчите падат върху мишената  $T$ , направена от елемент като въглерод, чийто слабо свързан електрон може да се разглежда като свободен. (Енергията на рентгеновите лъчи с дължина на вълната  $1 \text{ \AA}$  е  $12 \text{ keV}$  и в сравнение с нея енергията на външния електрон на въглерода,  $11 \text{ eV}$ , е пренебрежимо малка.) Дължината на вълната на разсеяните лъчи се измерва при различни ъгли. Резултатът е показан на фиг. 4-7б, където  $\lambda$  е



Фиг. 4-7. Ефект на Комптън: а) схема на експеримента за наблюдаване на комптъново разсейване:  $S$  – рентгенова тръба, източник на R $\ddot{o}$ -лъчи,  $C$  – колиматор,  $T$  – мишена,  $D$  – детектор на разсеяните лъчи; б) разсейване на  $K_\alpha$ -линията на Мо върху графит при ъгли  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$ ; ( $\lambda$  е дължината на падащата вълната, а  $\lambda'$  е дължината на вълната на разсейване).

дължината на падащата вълна, а  $\lambda' > \lambda$  е дължината на разсеяната вълна. Точките са експериментално измерените стойности, а линиите са изчислените от Комптън въз основа на хипотезата на Планк за квантите.

Комптън използва предложението на Айнщайн светлината да се разглежда като поток от фотони с енергия  $h\nu$  и импулс  $h\nu/c$ . И тук, както при фотоефекта, представяме фотоните на електромагнитните вълни като частици (корпускули). Идеята за вълнови и корпускулни свойства на един и същ материален обект е втората (след идеята за дискретност) основополагаща идея на квантовата механика. При такава интерпретация на фотона разсейването на рентгеновите лъчи може да се разглежда като еластичен удар на фотона с електрона (фиг. 4-8). Тогава от закона за запазване на импулса по  $x$ - и  $y$ -направле-



Фиг. 4-8. Разсейването на рентгеновите лъчи може да се разглежда като удар между фотона и електрона. Величините с прим „‘“ са тези на фотона след удара, а  $p_e$ ,  $E_{ke}$ ,  $m$  и  $m_e$  са съответно импулсът, кинетичната енергия, масата и масата на покой на електрона.

нията и от закона за запазване на енергията можем да запишем

$$\begin{aligned} h\nu/c &= (h\nu'/c)\cos\theta + p_e \cos\alpha, \\ 0 &= (h\nu'/c)\sin\theta - p_e \sin\alpha, \\ h\nu &= h\nu' + E_{ke}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

От тези три уравнения изразяваме разсеяната вълна чрез падащата. Най-напред изключваме  $\alpha$  и записваме първите две уравнения така:

$$\begin{aligned} p_e c \cos\alpha &= h\nu - h\nu' \cos\theta, \\ p_e c \sin\alpha &= h\nu' \sin\theta. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Повдигаме на квадрат и събираме:

$$p_e^2 c^2 = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2(h\nu)(h\nu')\cos\theta. \quad (4.14)$$

С помощта на третото уравнение от (4.12) определяме пълната енергия на електрона:

$$E = E_{\text{ке}} + m_e c^2 = (h\nu - h\nu') + m_e c^2, \quad (4.15)$$

която от теорията на относителността е (вж. 1.78)

$$E = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}. \quad (4.16)$$

Приравняваме (4.15) на (4.16) и повдигаме на квадрат:

$$p_e^2 c^2 = (h\nu - h\nu')^2 - 2(h\nu - h\nu') m_e c^2. \quad (4.17)$$

Сега приравняваме (4.14) на (4.17) и решаваме относно  $h\nu'$ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_e c^2}\right)(1 - \cos \theta)}. \quad (4.18)$$

Като използваме релациите  $\lambda\nu = \lambda'\nu' = c$ , преминаваме от честоти към дължини на вълните. За дължината  $\lambda'$  на разсеяната вълна се получава

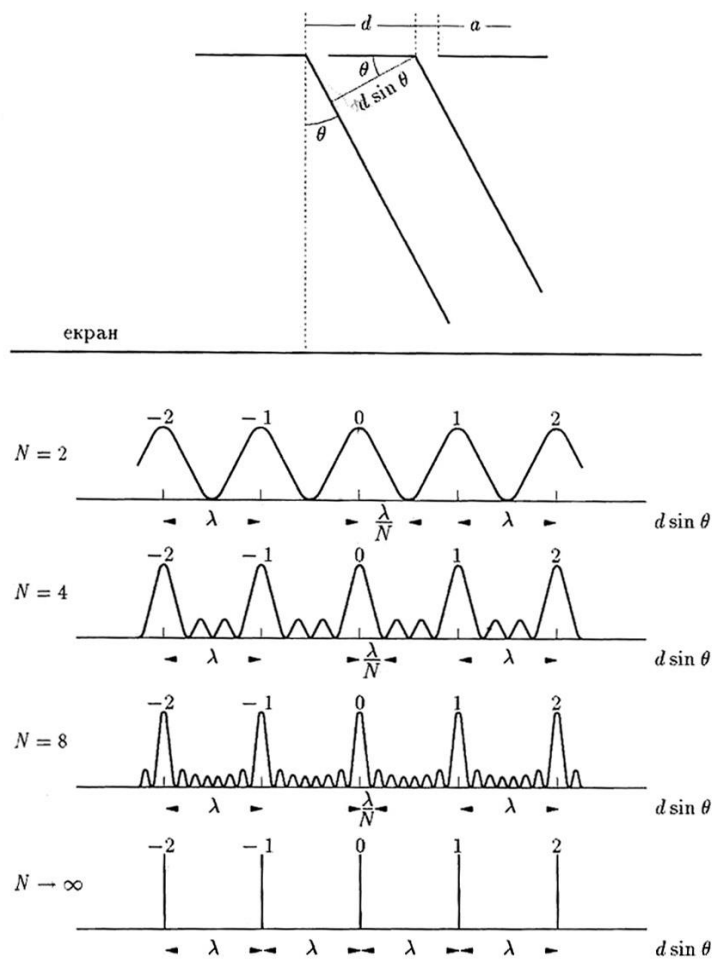
$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta). \quad (4.19)$$

Действително при ефекта на Комптън  $\lambda' > \lambda$  и дължината на разсеяната вълна зависи от ъгъла на разсейване  $\lambda' = \lambda'(\theta)$ .

Прието е величината  $h/m_e c$  ( $m_e$  е масата на покой на частицата) да се нарича комптънова дължина на вълната на частицата  $\lambda_c$  – в нашия случай  $h/m_e c$  е комптъновата дължина на вълната на електрона и тя е  $\lambda_c = 0,0242 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,0242 \text{ \AA}$ . Максималното изменение на вълната е  $\Delta\lambda_{\text{max}} = \lambda' - \lambda = 0,0242 \text{ \AA}$ . От (4.19) се вижда, че то не зависи от дължината на вълната. Следователно относителното изменение  $\Delta\lambda/\lambda = 0,0242/\lambda \text{ \AA}$  ще нараства с намаляване на дължината. За рентгенови лъчи, чиято дължина е от порядъка на  $1 \div 2 \text{ \AA}$ , относителното изменение ще бъде около  $1 \div 2\%$ . Ако работим с гама-кванти, чиято дължина е още по-малка, относителното изменение става още по-голямо. Но при видимата светлина  $\lambda \approx 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$  и относителното изменение ще бъде  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-6}$ . Такова изменение при даденото  $\lambda$  не може да бъде регистрирано и с най-прецизните прибори. Изводът е ясен: колкото лъчението е по-късовълново, толкова по-подчертан е неговият **корпускулен** характер, колкото то е по-дълговълново, толкова по-силен е неговият **вълнов** характер (относителното изменение при дълговълновото лъчение е толкова малко, че практически може да се пренебрегне и тогава  $\lambda' \cong \lambda$  и вълновата теория остава в сила.

## § 4.4. ЧАСТИЦИ ИЛИ ВЪЛНИ – КОРПУСКУЛНИ И ВЪЛНОВИ СВОЙСТВА НА ФОТОНИТЕ

Старият спор в класическата физика за същността на светлината – дали тя е поток от частици (корпускули), или представлява вълна – завършва с победа на привържениците на вълновия характер на светлината. За потвърждаването на вълновия характер решаващи се оказват експериментите по интерференция и дифракция (вж. прил. IV). За подробности вж. например в Г. Пейн, Физика колебаний и волн, Москва, Мир, 1979, гл. 10. При интерференция от  $N$  точкови източника, разположени на разстояние  $d$  един от друг (фиг. 4-9) и с интензитет  $I_s$  (квадрата на амплитудата) на всеки един от тях, интензитетът в т.  $P$  се записва във вида



Фиг. 4-9. Интерференция от  $N$  точкови източника. Главните максимуми се получават при  $d \sin \theta = n\lambda$  ( $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) с интензитет  $I = N^2 I_s$ . С увеличаване на броя на източниците  $N$  интензитетът на главния максимум расте ( $I \propto N^2$ ), а ширината му намалява ( $\propto 1/N$ ).

$$I = I_s \frac{\sin^2 \left( \frac{N\pi d \sin \theta}{\lambda} \right)}{\sin^2 \left( \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} \right)} = I_s \frac{\sin^2 N\beta}{\sin^2 \beta}, \quad \beta \equiv \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right) \sin \theta. \quad (2.20)$$

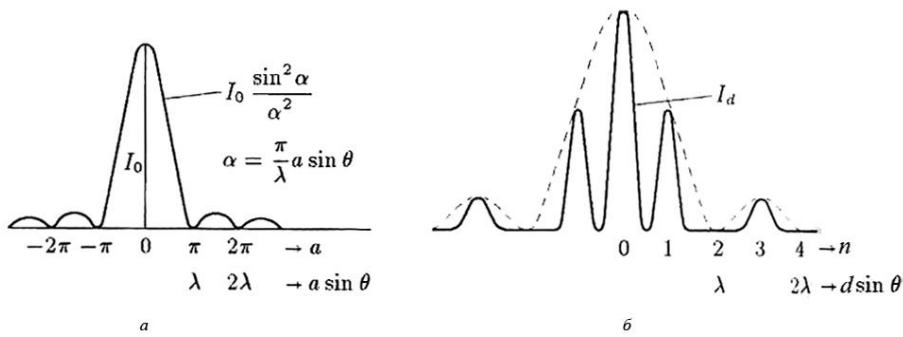
При два точкови източника (опит на Юнг (Young)) интензитетът е

$$I = I_s \frac{\sin^2 2\beta}{\sin^2 \beta} = 4I_s \cos^2 \beta. \quad (4.21)$$

Дифракцията от процеп с крайна ширина (фиг. 4-10а)  $a$  е подобна на интерференцията от  $N$  ( $N \rightarrow \infty$ ) точкови източника, разположени непрекъснато в процепа. В основата на всяка дифракционна картина лежи явлението интерференция. Интензитетът на лъчението е

$$I_d = I_0 \sin^2 \alpha / \alpha^2, \quad \alpha \equiv \pi a \sin \theta / \lambda, \quad (4.22)$$

където  $I_0$  е интензитетът на централния максимум (фиг. 4-10а).



Фиг. 4-10. Дифракция: а) от един процеп с ширина  $a$  – дифракционните минимума са при  $a \sin \theta = m\lambda$ ; б) от два еднакви процепа със същата ширина на разстояние  $d$  – интерференционните максимуми, определени от  $d \sin \theta = n\lambda$ , са модулирани от дифракционното разпределение; минимумите им са при  $d \sin \theta = (2n+1)\lambda/2$ .

При дифракция от два процепа ( $N=2$ ) с крайна ширина  $a$ , разположени на разстояние  $d$  един от друг, интензитетът има следния вид:

$$I_d = 4I_0 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \cos^2 \beta. \quad (4.23)$$

Присъствието на интерференцията на два източника е очевидно  $I_d \propto \cos^2 \beta$  (срв. с (4.21)). Наред с това имаме и дифракция от процеп с крайна ширина:  $I_d \propto \sin^2 \alpha / \alpha^2$ . В резултат наблюдаваме интерференчно-дифракционната картина, в която максимумите са модулирани от дифракционното разпределение (фиг. 4-10б). При кръгъл отвор разгледаните картини представляват концентрични кръгли и светли пръстени.

След краткото връщане към класическата вълнова теория да се заемем отново с трудните явления от § 4.1 ÷ § 4.3. Приемането на светлината за електромагнитна вълна не може да обясни излъчването на абсолютно черното тяло, фотоефекта и ефекта на Комптън. Само въвеждането на порции вълнова енергия (кванти или фотони) дава възможност за обяснението им. При анализа на ефекта на Комптън освен енергия на фотоните се приписва и импулс. Тъй като енергията, масата и импулсът са характеристики на частици, би трябвало да разглеждаме фотоните като корпускули. Но тогава ще могат ли те (частиците) да обяснят дифракцията и интерференцията? И всъщност какво са фотоните – корпускули или вълни? Възниква доста странно положение, когато оптичните явления се разбиват на две групи, едната от които може да се интерпретира само с корпускули, а другата – само с вълни. В рамките на класическата физика това са взаимноизключващи се гледни точки. Тази конфронтация е била наречена корпускулно-вълнов дуализъм. *Класическата физика разглежда два вида движение – корпускулно и вълново, и различава и две категории обекти – вещество и лъчение. Веществото се състои от корпускули, които са точно локализирани и тяхното движение се подчинява на законите на Нютон с определена траектория. Вълновото движение е делокализирано. Вълната не е ограничена и няма траектория. За разлика от веществото лъчението не може да се раздели на отделни корпускули, които да запазват своята пространствена локализация с времето. Лъчението се подчинява на електромагнитната теория и дифракцията и интерференцията показват, че то има вълнов характер.*

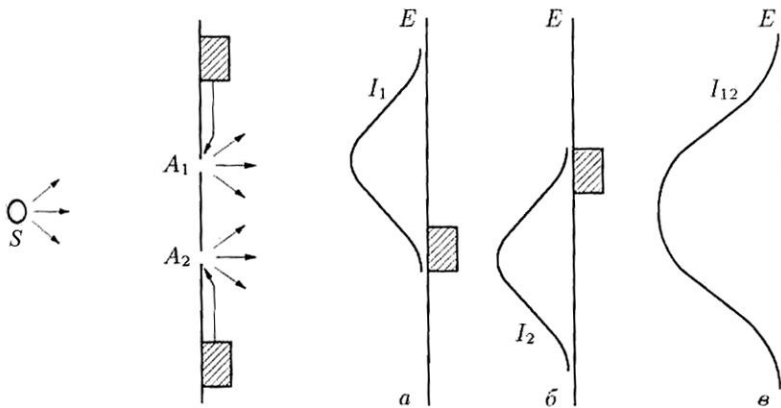
Именно тези две явления можем да използваме в класическата физика като критерий за различаване на корпускули и вълни. Подобен критерий значително ще ни облекчи да разберем странностите и двойствения характер на микросвета.

На фиг. 4-11 е показан мислен експеримент по преминаване на поток от класически частици от източника  $S$  през процеците  $A_1$  и  $A_2$ . Затваряйки последователно процеците  $A_2$  и  $A_1$ , получаваме интензитетите  $I_1$  или  $I_2$  на частиците (брой частици през единица площ за 1 s) върху екрана  $E$ . Когато и двата процепа са отворени, потоците от  $A_1$  и  $A_2$  се наслаgват и измереният интензитет е сума от двата интензитета:

$$I_{12} = I_1 + I_2. \quad (4.24)$$

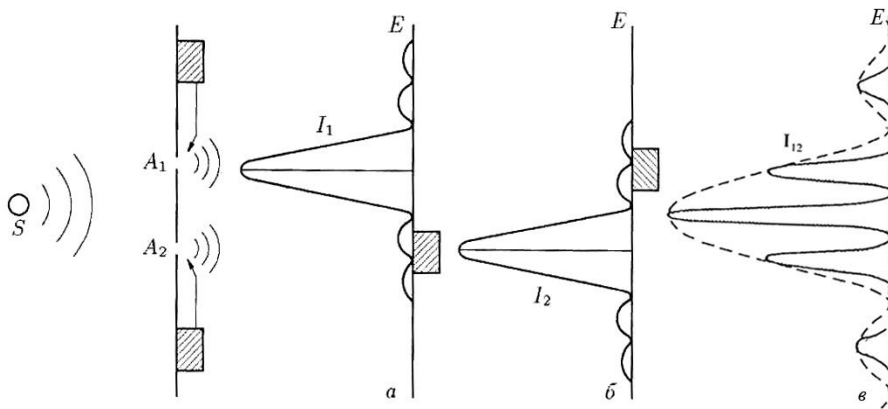
Да разгледаме същия експеримент, но вместо източник на частици да вземем източник на вълни (фиг. 4-12). Вълната се характеризира с вълнова функция  $\psi(\mathbf{r}, t)$  (например  $\psi(\mathbf{r}, t) = \text{const.} \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$  за плоска вълна;  $\mathbf{k}$  е вълнов вектор). Енергията, която се пренася за 1 s през единица площ, нормална на разпространението на вълната, представлява нейният интензитет. Той се определя от квадрата на модула на вълновата функция:

$$I \propto |\psi|^2. \quad (4.25)$$



Фиг. 4-11. Преминаване на поток от класически частици през два процепа  $A_1$  и  $A_2$  ( $S$  е източник,  $E$  – екран,  $I$  – интензитет): а) процепът  $A_2$  е затворен; б) процепът  $A_1$  е затворен; в) двата процепа са отворени – техните интензитети се сумират, т.е. общият интензитет е  $I_{12} = I_1 + I_2$ .

Действително, ако фотоните са частици, светимостта върху екрана би се определяла от техния брой  $I \propto n$ , а ако са вълни – от квадрата на амплитудата  $I \propto |\psi|^2$ . В нашия експеримент имаме  $I_{12} \neq I_1 + I_2$ , т.е.



Фиг. 4-12. Преминаване на вълни през процепите  $A_1$  и  $A_2$ : а)  $A_2$  е затворен; б)  $A_1$  е затворен; в)  $A_1$  и  $A_2$  са отворени с общ интензитет  $I_{12} \neq I_1 + I_2$  – дифракционно-интерференчната картина от два процепа не е сума от двете дифракционни картини.

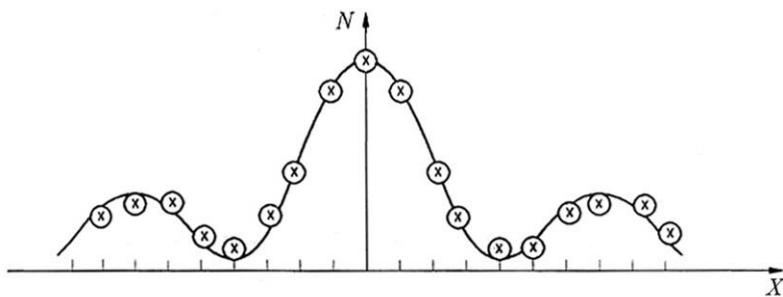
резултатният интензитет не е сума от двата интензитета – наблюдаваме известната дифракционно-интерференчна картина. Ще добавим още, че се сумират самите величини на вълната

$$\psi_{12} = \psi_1 + \psi_2. \quad (4.26)$$

Например сумират се интензитетите на електричното поле  $E_2 = E_1 + E_2$ , ако разглеждаме електромагнитна вълна.

*Така че имаме много важен критерий: когато се наслажават потоци от класически частици, техните интензитети се сумират, а когато се наслажават вълни, сумират се стойностите на третията величина, но интензитетите не се сумират.*

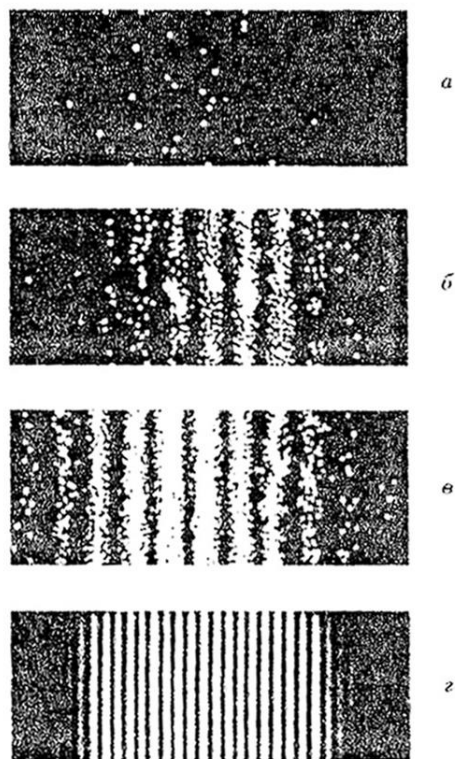
А сега да приложим критерия към фотоните, т.е. да проведем експеримента с два процепа с фотони. В реалния експеримент за процепи се използват разстоянията между атомите в монокристали (използват се монокристали, за да са еднакви). Първият опит е извършен от Лауе (Laue) през 1912 г. с рентгенови кванти. Получава се показанието на фиг. 4-12 резултат. Следователно фотоните са вълни. И все пак съществуват явленията фотоефект и ефект на Комптън?! Бихме могли да устроим допълнителна проверка на фотона. Ще пускаме фотоните в нашия експеримент един по един, например през един процепа. *Когато фотоните попадат на екрана един по един или малко на брой, наблюдаваме отделни светвания без дифракционна картина. Това обаче означава, че фотоните са частици (колкото и слаб да е интензитетът на вълната, последната винаги проявява дифракционни свойства).* Нашата проверка, вместо да изясни нещата, ги направи по-странни и непонятни. *Един фотон (или малко на брой фотони) има поведение на частица, а поток от фотони – на вълна. Нещо повече, ако пускаме един по един фотоните дълго време, така че да получим същия брой, както при кратка експозиция с поток от фотони, ще получим еднакви картини (фиг. 4-13).*



Фиг. 4-13. Експеримент с фотони, преминаващи един по един през процепа. Разпределението на броя на фотоните  $N(x)$  съвпада с интензитета  $I(x)$  на дифракционната картина.

При отворени два процепа и малко на брой фотони също наблюдаваме светвания върху екрана. Но с увеличаване на броя на фотоните, попадащи на екрана, тези светвания образуват типична картина на интерференция от два процепа (фиг. 4-14).

Фотоните проявяват ярко изразен двойствен характер. В един случай имат поведението на частици, а в друг – на вълни. Обекти с по-



Фиг. 4-14. Образуване на дифракционно-интерференчна картина при увеличаване на броя на фотоните в експеримента с два процепа. Върху екрана попадат: а) 28 фотона; б) 1000 фотона; в) 10 000 фотона; г)  $10^6$  фотона. (Ширината на процепите и разстоянието между тях в случая г се различават от първите три.)

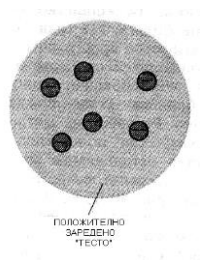
добни свойства в заобикалящия ни макросвят не се срещат и ние не можем да си съставим нагледна представа за фотоните. Идеята за корпускулно-вълновия дуализъм е издигната най-напред от Айнщайн през 1917 г., когато предлага въведените от Планк кванти да се разглеждат като своеобразни частици с енергия  $E = \hbar\omega$  и импулс  $p = E/c = \hbar\omega/c$  (масата им на покой е нула).

## § 4.5. СТРОЕЖ НА АТОМА

Несъстоятелността на класическата физика станала съвсем очевидна при обяснението на строежа на атома.

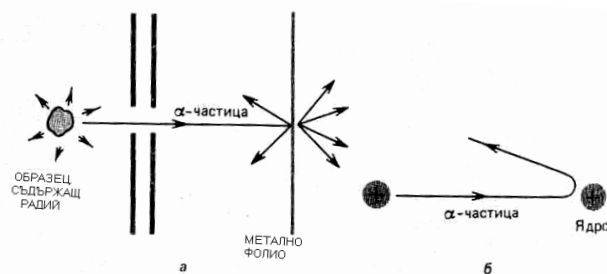
Въпреки че учените още през XIX в. установили, че химичните елементи се състоят от атоми, те фактически нищо не знаели за самите атоми. Откритието на електрона и установяването на факта, че всички атоми съдържат електрони, са първата важна информация за строежа на атома. Тъй като електроните са отрицателно заредени, а атомите са електрически неутрални, следва, че всеки атом съдържа достатъчно количество положително заредено вещество, което компенсира отрицателния заряд на електроните. Освен това електроните са хиляди пъти по-леки от атомите и следователно положително заредената част

на атома съдържа почти цялата негова маса. Тогава Дж. Дж. Томсън (J. J. Thomson) през 1898 г. изказал идеята, че *атомите представляват еднородни сфери от положително заредено вещество, в което се намират електроните*. Този първи модел се наричал *модел на пудинга със стафиди* (фиг. 4-15) и по онова време той изглеждал твърде правдоподобен. Минали малко повече от 13 години, преди моделът на пудинга да бъде подложен на сериозна експериментална проверка.



Фиг. 4-15. Модел на атома на Дж. Дж. Томсън (пудинг със стафиди).

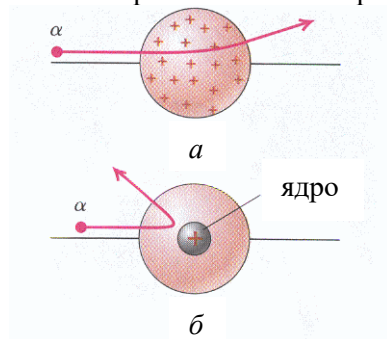
Най-простият начин да изясним какво има вътре в пудинга е да пхнем в него палец. В своя класически опит, предложен от Ъ. Ръдърфорд (E. Rutherford), неговите ученици Гайгер (Geiger) и Марсен (Marsden) използвали в качеството на палец (сонда)  $\alpha$ -частици. (Откритите малко преди това  $\alpha$ -частици имат положителен заряд  $+2e$  и се изпускат от някои радиоактивни вещества. Скоро след това било открито, че  $\alpha$ -частиците представляват йонизирани атоми на хелия.) Те поставили източник на  $\alpha$ -частици зад оловен екран с неголям отвор, така че да могат да получат тесен сноп от  $\alpha$ -частици (фиг. 4-16). След това този сноп се насочвал към тънко златно фолио. Зад фолиото се намирал



Фиг. 4-16. а) Схема на опита на Ръдърфорд; б) отражението на  $\alpha$ -частиците се тълкува като удар с тежко, положително заредено ядро.

подвижен екран от цинков сулфид, който светвал там, където попадала  $\alpha$ -частица. Очаквало се по-голяма част от  $\alpha$ -частиците да премине безпрепятствено през фолиото, а останалата да изпита само малко отклонение. Такъв характер на поведението на  $\alpha$ -частиците следвал от Томсъновия модел на атома, съгласно който зарядите се разпределяли равномерно по целия обем на ядрото. Ако Томсъновият модел на атома

е верен, то на  $\alpha$ -частиците ще действат слаби електрически сили и те ще се отклоняват незначително от първоначалните си траектории (фиг. 4-17)



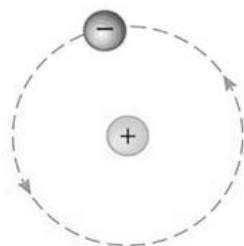
Фиг. 4-17. Отклонение на  $\alpha$ -частицата при модела на: а) Томсън, б) Ръдърфорд.

В действителност се оказало, че повечето  $\alpha$ -частици, както се и очаквало, преминавали без отклонение, но наред с това част от тях се отклонявали на много големи ъгли (фиг. 176). Някои от частиците даже се разсейвали в обратно направление. Тъй като  $\alpha$ -частиците са много тежки (повече от 7000 пъти по-тежки от електрона), тяхното значително отклонение е било предизвикано от много големи сили. За обяснение на тези резултати на Ръдърфорд се наложило да представи атома във вид на мъничко ядро, носещо положителния заряд и почти цялата маса на атома, и на електрони, обикалящи ядрото на известно разстояние.

Считайки, че атомът е почти празно пространство, лесно се разбира защо по-голяма част от  $\alpha$ -частиците преминават през фолиото, без да изменят траекториите си. Когато  $\alpha$ -частицата минава близко до ядрото, на нея ѝ действа силно електрично поле и при това тя се отклонява на голям ъгъл.

Ето и изводите, които Ръдърфорд прави от експериментите по разсейване на  $\alpha$ -частици:

1. Разсейването се извършва от кулонов потенциал;
2. „Атомният остатък“, в който е съсредоточена почти цялата маса на атома, е положително зареден и не заема целия атом ( $\sim 10^{-10}$  m), а е съсредоточен в област с размери  $10^{-14} \div 10^{-13}$  m;
3. Атомът е устроен подобно на Слънчевата система, като електроните обикалят около ядрото, както планетите около Слънцето (фиг. 4-18).



Фиг. 4-18. Планетарен модел на атома на Ръдърфорд.

Класическата физика обаче е в противоречие с тези резултати и с предложената на базата им хипотеза за планетарния строеж на атома. Електронът се движи с ускорение около „атомния остатък“, т.е. около ядрото, и би трябвало да излъчва енергия. Следователно след известно време ще падне върху ядрото. Това е в противоречие с наблюдавания стабилен характер на атома.

Действително, ако електронът в атома се движи около ядрото по окръжност, атомът притежава диполен момент  $\mathbf{P} = e\mathbf{r}$ , където  $\mathbf{r}$  е радиусът на окръжността. (Два равни по големина заряда  $q$  с противоположни знаци, разположени на разстояние  $l$ , образуват електричен дипол. Величината  $\mathbf{P}$ , която се определя от произведението на заряда  $q$  по разстоянието  $l$ , се нарича диполен момент:  $P = ql$ . Тъй като диполът може да бъде ориентиран по различен начин в пространството, прието е  $l$  да се изобразява като вектор, насочен от отрицателния заряд към положителния; естествено и основната характеристика на дипола, а именно диполният момент, е вектор  $\mathbf{P} = ql$ .) Поради диполното излъчване енергията на електрона  $E$  не остава постоянна, а намалява с времето. За сметка на това постепенно намалява радиусът на орбитата му. Както показват оценките (вж. например Б. В. Медведев, Начала теоретической физики, Наука, 1977, Москва, част III, § 1), електронът би загубил своята енергия за време от порядъка на  $10^{-8}$  s. За оценка можем да вземем и добре известния трети закон на Кеплер (Kepler), според който периодът на обикаляне е правопропорционален на радиуса на орбитата на степен  $3/2$ . Тогава честотата на излъчването, която е обратнопропорционална на периода, ще бъде обратнопропорционална и на радиуса на орбитата на степен  $3/2$ , би се изменяла непрекъснато и никакви дискретни линии в спектъра на атома не би имало.

*Да обобщим резултатите за модела на Ръдърфорд от класическа гледна точка:*

- атомът не може да бъде стабилен; при обикаляне около ядрото електронът се движи с ускорение и вследствие на излъчването би загубил цялата си енергия за време от порядъка на  $10^{-8}$  s;
- честотата на излъчване, която е обратнопропорционална на радиуса на орбитата на степен  $3/2$ , би се изменяла непрекъснато.

Експериментът на Ръдърфорд, както и по-късните работи стават източник на информация за ядрата на атомите. Оказва се, че ядреният заряд винаги се изразява чрез цяло число, кратно на  $+e$ . Днес числото  $Z$  на положителните заряди в ядрото се нарича атомен номер на елемента и знаем, че зарядът на ядрото се определя от броя на протоните, всеки от които има заряд  $+e$ ; следователно атомният номер на елемента е равен на броя на протоните в ядрото на атома на този елемент.

През 1913 г. Бор прави решителна стъпка по-нататък, прилагайки идеята на Планк за квантуване на енергията към друга физична величина – към момента на импулса. На основата на своите знаменити, но доста странни от гледна точка на класическата физика постулати той предлага модел на атома, който е в много добро качествено съгласие с известните по онова време спектроскопични данни (в частност и за спектъра на водорода). Тези постулати са следните:

1. Електронът в атома се движи по кръгова орбита около ядрото под действието на кулоновото привличане между него и ядрото, подчинявайки се на законите на класическата механика.
2. Вместо безкрайния брой възможни орбити според класическата механика електронът може да се движи само по една от орбитите, за които орбиталният момент на импулса приема стойности, кратни на константата на Планк:

$$L = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.27)$$

3. Въпреки че по такива позволени орбити електронът се движи с ускорение, той не излъчва електромагнитна енергия – неговата пълна енергия  $E$  остава постоянна; такива орбити (състояния) с постоянна енергия се наричат стационарни.
4. Електронът в атома преминава със скок (не непрекъснато) от орбита (състояние) с енергия  $E$  в орбита (състояние) с енергия  $E'$ , като излъчва електромагнитно лъчение под формата на единствен квант лъчение:

$$h\nu = E - E'. \quad (4.28)$$

Първият постулат на Бор утвърждава съществуването на атомното ядро (изминала е само една година от забележителния експеримент на Ръдърфорд по разсейването на  $\alpha$ -частици). Вторият постулат въвежда квантуването на орбиталния момент. Важно е да отбележим разликата между боровото квантуване на орбиталния момент на импулса на атомен електрон, който се движи под действието на кулонова сила ( $\propto 1/r^2$ ), и планковото квантуване на енергията на осцилатор – „частица“, движеща се под действието на хармонична сила. Ние ще видим в следващата глава, че квантуването на орбиталния момент на електрона води до квантуване на неговата пълна енергия, но това квантуване се различава от планковото квантуване. Третият постулат отстранява проблема за нестабилността на движението на електрона по кръгова орбита поради съпровождащото го според класическата теория електромагнитно излъчване чрез просто постулиране, че това класическо излъчване не е валидно за атомен електрон. Този постулат се основава на факта, че в експеримента атомите се наблюдават като стабилни обекти – макар това да не се предсказва от класическата теория. Четвъртият постулат е всъщност предположението на Айнщайн, че електромагнитното лъчение с честота  $\nu$  се състои от кванти с енергия  $h\nu$ .

Тези постулати са смесица от класическа и неклассическа физика. Предполага се, че електронът се движи по кръгови орбити, подчинявайки се на законите на класическата механика, но включвайки неклассическата идея за дискретност (квантуване) на орбиталния момент. Предполага се, че електронът се подчинява на един от законите на класическата електромагнитна теория (на закона на Кулон) и не се подчинява на друг (за излъчване на електромагнитно лъчение на движещо се с ускорение

заредено тяло). Не бива да ни учудва обаче, че законите на класическата физика, които са основани на нашия опит с макроскопични системи, не са изцяло валидни, когато анализираме микросистеми като атома.

Постулатите на Бор дават възможност да се получи явният израз на спектралния терм и да се определят всички известни спектрални линии на излъчването на водородния атом – ще разгледаме подробно тези въпроси в следващата глава.

## § 4.6. ХИПОТЕЗА НА ДЬО БРОЙЛ. КОРПУСКУЛНО-ВЪЛНОВ ДУАЛИЗЪМ

Нека да обобщим главните моменти, разгледани дотук. Теорията на Максвел за електромагнитните вълни и тяхното експериментално потвърждение от Херц през 1889 г. доказват вълновата природа на лъчението. При обяснението на някои експериментални факти обаче, като спектъра на абсолютно черно тяло, фотоелектричния ефект, непрекъснатия рентгенов спектър и ефекта на Комптън, вълновата теория търпи неуспех. За тяхното обяснение се предлага *хипотезата за квантите (фотоните)*, според която лъчението има дискретен характер и притежава корпускулни свойства. На всяка електромагнитна вълна с честота  $\nu$  и дължина  $\lambda$  може да се съпостави фотон с енергия  $E$  и импулс  $p$ , така че

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad p = h/\lambda = \hbar k \quad (k = 2\pi/\lambda - \text{вълново число}). \quad (4.29)$$

*Дискретността и корпускулно-вълновият дуализъм са двете основни идеи, които нямат аналог в класическата физика и чието развитие довежда до създаването на квантовата механика.*

През 1924 г. Луи дьо Бройл (Louis de Broglie) прави следващата крачка. Според него не само на всяка вълна може да се съпостави частица, но и на всяка частица с енергия  $E$  и импулс  $p$  може да се съпостави вълна с честота  $\nu$  и дължина  $\lambda$ :

$$\begin{aligned} \nu &= E/h, & \lambda &= h/p, \\ \omega &= E/\hbar, & k &= p/\hbar, \end{aligned} \quad (4.30)$$

т.е. равенствата (4.29) имат реален физичен смисъл, ако се четат отясно наляво. Така се стига до фундаменталната връзка между корпускули и вълни. Вълните, съпоставени на съответните частици, се наричат *вълни на Дьо Бройл* или *материални вълни*. Луи дьо Бройл съпоставя на всяка частица една хипотетична вълна, макар че физичният смисъл на вълната засега не е ясен, частицата с енергия  $E$  и импулс  $p$  трябва да има поведението на една вълна с честота  $\nu$  и вълнов вектор  $\mathbf{k}$ . Тези частици би трябвало да дифрактират и интерферират, въпреки че не е ясно как и защо става това.

Отчитайки по-нататък релативисткия характер на енергията (1.65), Дьо Бройл установява връзката между фазовата  $\nu_{ph}$  и груповата

скорост  $v_{gr}$  на тези вълни със скоростта  $v$  на частиците. (За фазовата и груповата скорост вж. прил. II.)

Замествайки вълновите характеристики  $\nu$  и  $\lambda$  от (4.30) в израза за фазовата скорост  $v_{ph}$  и отчитайки, че  $E = mc^2$ , получаваме

$$v_{ph} = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}. \quad (4.31)$$

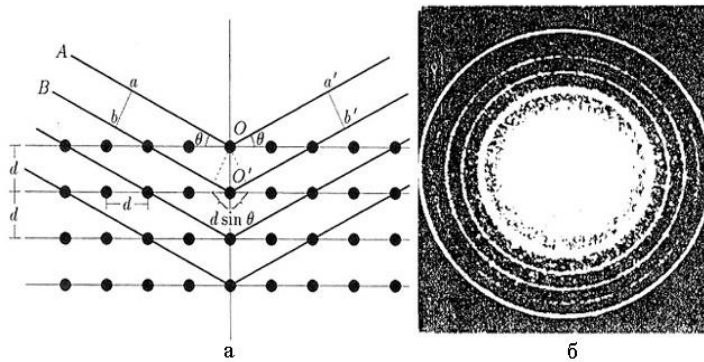
Тъй като винаги  $v < c$ , фазовата скорост на вълните на Дьо Бройл е по-голяма от скоростта на светлината.

По определение груповата скорост е равна на  $v_{gr} = \partial\omega / \partial k$ . Преминавайки от вълнови към корпускулни характеристики съгласно (1.79) и определяйки производната  $\partial E / \partial p$ , намираме

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4, \quad \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{pc^2}{E} \quad v_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{mvc^2}{mc^2} = v. \quad (4.32)$$

Груповата скорост на вълната на Дьо Бройл е равна на скоростта на частицата.

Хипотезата на Дьо Бройл е блестящо потвърдена от Дейвисън и Джърмър през 1927 г. В опитната им постановка (фиг. 4-19) поток от електрони пада върху монокристал от Ni. При измерване на ъгловото разпределение на разсеяните електрони се получава дифракционна картина от редуващи се светли и тъмни пръстени, чиято интензивност намалява от центъра навън. Обяснението е тривиално, ако се приеме хипотезата на Дьо Бройл, че на електрона се съпоставя вълна с дължина  $\lambda$ .



Фиг. 4-19. Опит на Дейвисън и Джърмър: поток от електрони пада върху монокристал (а). Отразените от посочените два атома електрони, чиито пътища се различават с  $\Delta = 2d \sin \theta$ , интерферират съгласно хипотезата на Дьо Бройл и в резултат се получава дифракционна картина (б).

Тогава разликата в „оптичните“ пътища на два интерфериращи електрона е  $\Delta = 2d \sin \theta$  и при условията (закон на Брег (Brag))

$$\begin{aligned} 2d \sin \theta &= n\lambda, \\ 2d \sin \theta &= (n + 1/2)\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (4.33)$$

се получават светли и тъмни пръстени.

Опитът на Дейвисън и Джърмър е реализация на обсъдения по-горе експеримент-критерий и това доказва, че наред с корпускулните свойства електроните проявяват и вълнови свойства. Нещо повече, през 1949 г. руският физик Фабрикант пропуска слаб електронен сноп през дифракционно устройство, което отговаря на експеримента-критерий. Интервалът от време между два електрона превишавал времето за преминаване на електрона през устройството  $10^4$  пъти. Електроните преминавали един по един и тяхната регистрация се извършвала с флуоресциращ екран. Резултатът е напълно аналогичен на съответния експеримент с фотони и с точност до дължина на вълната отговаря на фиг. 4-13 и фиг. 4-14. *Както и при фотоните, електроните са регистрирани като частици, но след дълга експозиция (голям брой електрони) тяхното разпределение на екрана образува дифракционна картина  $I(r)$ , т.е. те попадат в светли ивици (пръстени).*

Множество експерименти потвърждават дуалистичния характер на микрообектите (към последните се отнасят фотоните, молекулите, атомите и елементарните частици). Удивително е, че един и същ обект веднъж се проявява като вълна (фотоните и електроните дифрактират при преминаване през отвори с достатъчно малки размери – дифракционна решетка или атомна кристална решетка), а друг път – като корпускула (фотоните – фотоефект и ефект на Комптън, електроните – например в кинескопа). Понякога микрообектът се проявява като частица, понякога – като вълна. Но това не означава, че се „държи както си иска“. Квантовата механика позволява да определим в кои експерименти ще се прояви като частица и в кои – като вълна. В съвременната физика корпускулно-вълновият дуализъм се разбира като потенциална възможност на микрообекта да проявява едните или другите си свойства в зависимост от външните условия (в частност и условията за измерване и наблюдение). Ясно и кратко същността на дуализма е изразена от Фок (В. А. Фок, Об интерпретации квантовой механики, сб. „Философские вопросы современной физике“, изд. АН СССР, 1959, Москва.) така: „При атомните обекти при едни условия на преден план излизат вълновите свойства, а при други – корпускулните; възможни са и такива условия, когато едните и другите се проявяват едновременно. Може да се каже, че за атомния обект съществува потенциална възможност в зависимост от външните условия да се прояви или като частица, или като вълна, или по междинен начин. Именно в тази потенциална възможност за различно проявяване на свойствата, присъщи на микрообекта, се състои дуализмът вълна–частица. Всяко друго, по-буквално разбиране на този дуализъм във вид на някакъв модел е неправилно.“

Микрообектът не е нито частица, нито вълна. Той е специфичен обект, способен да проявява корпускулни и вълнови свойства в

зависимост от условията. Той се разпространява като вълна, а се регистрира като частица. Нагледен модел на микрообекта е принципно невъзможен.

Да сумираме някои важни свойства на дуализма. Явлението интерференция е присъщо на всички микрообекти. То се обяснява не с взаимодействие на микрообектите помежду им, не с техните колективни свойства, а със свойствата на отделния микрообект. В експеримента-критерий става ясно, че е невъзможно да се предскаже в коя точка на екрана ще попадне отделният микрообект, но можем да предскажем поведението на множество от микрообекти, т.е. как те ще се разпределят върху екрана.

Интерференчно-дифракционната картина се получава и когато микрообектите се насочват един по един към двата процепа (вж. фиг. 4-14). Тъй като при затваряне на един от тях получаваме друго разпределение (вж. дифракционната картина на фиг. 4-13), сме принудени да признаем, че фотонът или електронът преминава по някакъв начин едновременно през двата процепа. Ако предположим, че преминава само през единия, трябва да признаем, че той „знае“ за съществуването и на другия и се влияе от това знание. Разбира се, от такава констатация нещата не стават по-ясни и нагледни. Да си представим как става това, е невъзможно, но експерименталният факт остава.

Накрая, когато имаме представа за основните идеи – дискретност и корпускулно-вълнов дуализъм, ще подчертаем фундаменталната роля на константата на Планк.

На първо място тя служи като мярка за дискретността на микро-света, определя порциите енергия на излъчването  $h\nu$  и стъпката на изменение на орбиталния момент на импулса  $\hbar$ . Тя служи и като мярка за границата между микроявленията (квантовите) и макроявленията (класическите). Например, ако орбиталният момент е много по-голям от  $\hbar$ , квантуването може да се пренебрегне и моментът ще се разглежда класически. В този аспект е интересно да отбележим, че спиновият момент не може да бъде значително голям. Затова квантуването не може да бъде пренебрегнато и той няма класически аналог!

На второ място константата на Планк играе ролята на връзка между вълновите ( $\omega$ ,  $k$ ) и корпускулните ( $E$ ,  $p$ ) свойства на микрообектите:  $E = \hbar\omega$ ,  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ . В двете роли – мярка за дискретност и връзка между корпускулните и вълновите свойства – влиза една и съща константа. Този фундаментален факт произтича от вътрешното единство на двете основополагащи идеи на квантовата механика.

## РЕЗЮМЕ

Основните трудности, с които се сблъсква класическата физика при проникване в микро-света, се проявяват при опит за обяснението на излъчването на абсолютно черно тяло, фотоефекта, атомните спектри и строежа на атома, рентгеновите лъчи и ефекта на Комптън. Във всички

тези явления и обекти трудностите произтичат от механизма на взаимодействие на веществото и лъчението.

Първият модел на атома е моделът на пудинга на Томсън. Експериментално той не е потвърден от Ръдърфорд, който въз основа на своите знаменити опити по разсейване на  $\alpha$ -частици издига планетарния модел на атома:

1. Разсейването се извършва от кулонов потенциал;
2. „Атомният остатък“ е положително зареден и не заема целия атом ( $\sim 10^{-10}$  m), а е съсредоточен в област с размери  $10^{-14} \div 10^{-13}$  m;
3. Атомът е устроен подобно на Слънчевата система, като електроните обикалят около ядрото, както планетите около Слънцето.

Следващата крачка в обяснението на строежа на атома прави Бор. Постулатите на Нилс Бор позволяват да се определят радиусът на окръжността, скоростта и енергията на електрона при движението му по позволените орбити. Той е първият, който предлага да се квантуват характеристики на атома. Въз основа на своя втори постулат за квантуване на момента на импулса ( $L = n\hbar$ ) той доказва, че енергията на електрона и радиусът на неговата орбита в атома се квантуват.

Формулите на Планк за енергията и на Бор за момента на импулса показват, че те се квантуват и зависят от величината  $h$ . В теоретичната механика се доказва, че  $h$  има размерност на действие.

Главната особеност на явленията на микросвета се състои в характерната дискретност, проявяваща се в съществуването на неделим квант на действието  $h$ . Тази дискретност на действието е едно от най-фундаменталните свойства на природата. В макроскопични мащаби  $h$  е безкрайно малка величина и пренебрегвайки я, можем да разглеждаме динамичните величини класически като точно определени и изменящи се непрекъснато. В атомната и субатомната физика  $h$  не може да бъде пренебрегната и явленията са чисто квантови. Дискретността, квантуването, се наблюдава и при лъчението (кванти  $h\nu$ ), и при веществото (квантуване на енергетичните нива и на ориентацията на момента на импулса на електроните в атомите и др.).

В някои експерименти фотоните се проявяват като вълни (интерференция и дифракция), а в други – като частици (фотоефект, ефект на Комптън). Същото се оказва и за микрочастиците. Те могат да интерферират и дифрактират (дифракция на електрони и неутрони) или да бъдат регистрирани като частици на екран, на филм или в уилсънова камера. В зависимост от условията микрообектите могат да се проявяват като вълни и корпускули. Съвместимостта на тези две свойства в класическата физика е невъзможна. В квантовата механика корпускулно-вълновият дуализъм е втората основополагаща идея.

Първите предположения и хипотези, които доведоха до развитието на тези идеи, са направени от Планк, Айнщайн, Бор и Дьо Бройл:

П л а н к – излъчването и поглъщането на енергията на електромагнитното лъчение се извършва дискретно на кванти  $\hbar\omega$ :

$$E = \hbar\omega.$$

А й н щ а й н – светлината не само се излъчва и поглъща на кванти, а и представлява поток от кванти (фотони) на Планк; по-късно фотоните (квантите) с честота  $\omega$  и дължина на вълната  $\lambda$  са разглеждани като частици с енергия  $E$  и импулс  $p$ :

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k.$$

Б о р – квантуването (дискретността) е характерно и за атома – енергетичните разстояния между  $E$ -нивата на атома са равни на квантите на Планк, пространственото квантуване (различни орбити) е кратно на константата на Планк.

Д ъ о Б р о й л – както фотоните с честота  $\nu$  и дължина на вълната  $\lambda$  могат да се проявяват като частици с енергия  $E$  и импулс  $p$ , така и микрочастиците с енергия  $E$  и импулс  $p$  могат да се проявяват като вълни с честота  $\nu$  и дължина  $\lambda$  ( $\nu = E/h$ ,  $\lambda = 2\pi/k = h/p$ ) – корпускулно-вълнов дуализъм.

## ВЪПРОСИ

1. Какво не можа да обясни класическата физика от излъчването на абсолютно черното тяло?
2. Каква е идеята на Планк за обяснение на излъчването на абсолютно черно тяло?
3. Какви са експерименталната и теоретичната (класическата) зависимост на топлемостта на твърдо тяло от температурата?
4. Какво е фотоефект?
5. Как зависи запиращият потенциал от честотата?
6. Какво ново предлага Айнщайн за обяснение на фотоефекта в сравнение с идеята на Планк?
7. Какво е съотношението на падащата и разсеяната дължина на рентгеновите вълни при разсейването им от свободни електрони?
8. Като използвате квантите на Планк, как ще обясните физически увеличаването на дължината на разсеяната вълна при ефекта на Комптън?
9. Какви явления се наблюдават при преминаване на светлината през два отвора с крайна ширина?
10. Посочете приноса на дифракцията и интерференцията при преминаване на фотони през два процепа?
11. Кои са двете основни категории обекти на класическата механика и по какво се различават те?
12. С какъв експеримент можем да различим частица от вълна?
13. Каква е принципната разлика при преминаване на корпускули и вълни през два отвора?

14. По какво се различават картините при преминаване през два отвора на частици и вълни?
15. Какво представлява атомът според модела на Ръдърфорд?
16. Защо някои от  $\alpha$ -частиците се отразяват обратно в експеримента на Ръдърфорд?
17. Защо моделът на Ръдърфорд за атома е нереален според класическата физика?
18. Какъв е моментът на импулса на електрона според Бор?
19. Какво означават позволени и непозволени орбити?
20. Каква е връзката на груповата скорост на вълните на Дьо Бройл с корпускулните свойства на микрообекта?
21. Какво доказва опитът на Дейвисън и Джърмър?
22. В какво се състои дуализмът на електроните, преминаващи един по един през два процепа (опит на Фабрикант)? През кой от тях преминава един електрон?
23. Как съвременната квантова механика интерпретира дуалистичния характер на микрообектите?
24. Кои са двете основополагащи идеи на квантовата механика?
25. Каква е ролята на константата на Планк в двете основополагащи идеи на квантовата механика?

## ЗАДАЧИ

1. Окото може да види светлина с енергия 10 eV. Ако приемем средната дължина на вълната на видимата светлина за 1000 Å, колко фотона може да детектира окото?
2. Граничната честота на фотоемисията на Cu е  $1 \cdot 10^{15}$  Hz. Каква е максималната кинетична енергия на излъчените фотоелектрони, когато медната повърхност се облъчва с дължина на вълната 1000 Å?
3. Фотон с енергия  $h\nu$  пада на свободен електрон. Намерете дължината на разсеяната вълна като функция на ъгъла на разсейване.
4. Определете дължината на вълната на Дьо Бройл на електрон, преминал потенциална разлика  $V$  ( $V = 150$  V).
5. За нерелативистка частица с маса  $m$  и температура  $T^0$  определете дължината на вълната на Дьо Бройл.