

萬 有 文 庫

第 二 集 七 百 種

王 雲 五 主 編

物 質 之 新 觀 念

(下)

著 溫 爾 達  
譯 廉 肇 揚

商 務 印 書 館 發 行

物質之新觀念

(下)

著 溫爾達

譯 攬肇楊

自然科學小學叢書

編主五雲王  
庫文有萬  
種百七集二第  
念觀新之質物  
冊二  
New Concept of Matter  
究必印翻有所權版

中華民國二十五年三月初版

\*D六二二

翁

原 著 者

C. G. Darwin

譯 述 者

楊 肇 燦

發 行 人

王 雲 五

印 刷 所

上海河南路  
商務印書館

發 行 所

上海及各埠  
商務印書館

(本書校對者張叔介)

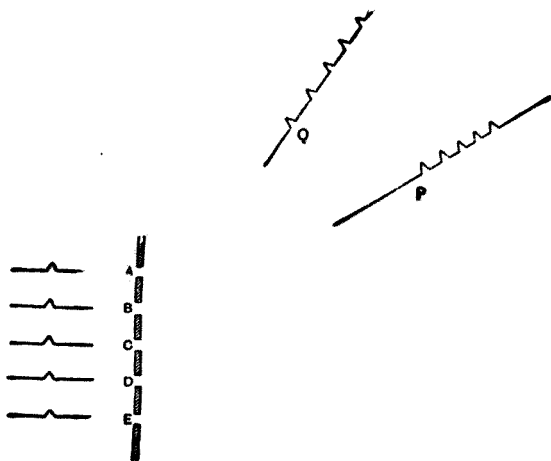
## 第五章 原子

認電子之運動一若其類於吾人習知之通常微粒之運動，實爲一種近似觀，此種看法並非可任意推闡，如何方爲波動說所許爲最切合真相之近似法，乃吾人在上章中所加以討論者。吾人涉論所及者，非純粹諧波，卽近諧之波羣，但現所必須考量之問題，乃廣義的波動之分析，初無此種限制。因鑒於光之較爲吾人所熟識，吾人進行討論，將復以光波爲例，實則凡能應用於光波之結果，皆得依然應用於任何他種波動，幾無例外也。

吾人前述繞射光柵對於諧波之作用，所用之方法在說明如由一縫隙而來之圓形子波，較之由相鄰之隙而來者，恰落後一波長，此卽爲第一級橫光譜形成之方向。(1)但整個現象之審度尙有一最足資以訓迪吾人之方法。吾人不復須考量諧波，而可取任何形狀之波動爲對像。最簡單

(1)參看七四頁第一二圖

而可能之形狀係一單次脈搏，如第二〇圖所示。在光柵之入射方面，僅有一個波峯前進，除恰與波峯貼近之處外，介質毫無擾動。波峯行抵光柵時，每一縫隙即發生亦係單峯之子波。此時即在柵之出射方面取任何一點P，而觀察有何現象發生。當由A縫而來之波行達P點時，該處即起第一次擾動；在一定時間之後由B而來者遂抵P點；更閱相等之時間，則由C而來者亦到；餘類推。觀察人所接收之波乃一組等程相間



第二〇圖 行經光柵之單次脈搏

在P點之觀察人將接收遞次而來等程相間之脈搏。原非有週期之脈搏已為光柵所變而為有週期之過程，但在Q點之觀察人所接收遞次相續之脈動，其相間隔較在P點者為廣，故在P處之光為藍色，則在Q處者即為紅色。

之波峯，組中波峯之數等於光柵中縫隙之數。此乃酷肖一週期波；在事實上亦誠近似於有一定之週期，而觀察人並將見其爲有色之光。倘觀察人所取之位置爲Q點，與入射線成較廣之角，則遞次相續之脈搏相距當較遠，而波長當更長。循是以言，當此等單次脈搏之光行經光柵時，在柵之另一面，即見有不同波長之光波依各種方向傳行。入射之脈搏可視作白光，則在出射方面與中心之柱相貼近者將爲藍色之光，而由中及外將見光譜中其他各色，迄於紅色。此外尙有一點，雖無庸吾人之顧慮，添註於此，亦或有當於理：即出射之波雖近於有週期，而並非近似諧波。此言意謂出射波之各色並非純粹，而尙有二倍、三倍、以及 $n$ 倍頻程之色重疊其上，但以全部可見光譜既少於一倍頻程，則重疊之效應將不爲人目所察見矣。

取此方法以審度光柵之作用，其饒有趣味之處，即在吾人以無週期性之單次脈搏始，而以有週期之波動終也。由是言之，謂顏色乃光柵所製造，顯然當爲無誤，並非如吾人以前所言，光柵係就業已存在之顏色加以選擇，然後依特殊方向發送之也。距今多年，爲討論白光本性之問題會起爭論。有人謂白光者非他，僅乃一切諸色之混合而已，而反對一派則持吾適所舉示之觀點，謂製造顏

色者爲光柵。此項爭論所得之解決，巧妙實無出其右，蓋各方最後同意謂兩派均爲無誤也。所以然者，單次之脈搏可視爲由所有各種波長之諧波混合而成，一如算學分析之所證明也。於是一場辯難遂化爲好尚各殊之問題，無所謂以是非分軒輊矣。雖然，此項辯難對於吾人，實含有重要之教訓，因其爲用在提醒吾人：諧函數分析之所關在便利而非在必要也。就光言之，此誠明顯而易於爲人所接受，但就電子波言之，則較爲離奇多多。一非諧式之電子波，亦猶之白光，將於光柵中顯繞射。

(2) 倘確乎僅有一單個電子，吾人即見其行往何處，且既不受以電子爲微粒之積習之影響，吾人勢必以爲電子在行抵光柵之前即有一確定之速率，故「實」爲一諧波，且具有與此速率相當之波長。但如此設想與證據相去頗遠，且即謂製造此波長者爲光柵，因而謂製造此速率者亦爲光柵，亦同爲有理。何以言之？試一考吾人如何而能證驗此問題，即可見矣。吾人應於電子行抵光柵之前，設法量其速率，而即此速率之測定，即含有業經用某種方法將電子變爲諧波之意。質而言之，吾

(2) 事實上電子波與白光微有差別，蓋電子波一面傳行，一面變形，以故簡單之幾何作圖不復可供使用也；然此點並不重要。

人苟欲驗其速率之爲何，卽不能不敗壞後一步實驗之目的。無論吾人所作之爲何，無形中卽已假定尙待證明之根據之無誤。

吾所欲成立之點，在說明所以將波動分析爲其諧式部分者，實乃便利之問題。在某種甚重要之情狀下，尤以在自由空間中爲甚，諧波乃具有最簡算式之波式，且又爲吾人所用實驗儀器多數所發出之波式。但在他種情狀下，不同之分析方法或更見適當，吾人卽將於下端考量其一種。

迄於此處，吾人所討論者僅爲電子在無限空間中之行爲，至多亦不過用消極之物，如開關及縫隙，以限制電子之運動，或停止其進行，或任其前進而不加阻擾。但如此所得之物象觀當然甚不完全，亦猶之吾人倘忽視光可受折射之事實，譬如光由空氣行至水中卽變方向之事實，則吾人所得光之觀念卽甚不完備。吾人對於光之折射既已知之甚悉，則物質與力場相逢時將遭遇何事，亦必用相同之方法研究之。哈密爾頓在「最小作用量」上之工作卽可於此引用，其所具之答案殊爲確定。吾人當猶憶及，光線與質點二者行爲間之極其恰相類似，實爲哈氏所求得。彼曾說明計算光線行經一介質之路線須用某種手續，而以同一之手續，卽能作拋射體之拋射線，兩次皆用最小



作用量原理爲依據。本問題中所需之介質誠然非光學儀器製造人之所肯贊許，蓋光行之速率必須依所經之點而變異，換言之，玻璃之疏密必須依點變異，其變異情態之作成，雖最巧之玻璃製造人且告不敏焉。然而倘能依適當之法則，製成有疏密部分之玻璃，則此種玻璃且依拋物線以傳光，以視拋射體在重力下所取之路線，無弗畢肖，固又爲確然存在之事實也。

哈密爾頓之運用其方法，至此而止，並未作更進一步之探求，蓋哈氏殆未嘗夢見彼之推類比事所以如此其完美者，乃由於所欲說明之事物皆恰相同之故。但勃洛格利重拾墜緒，鞭辟入裏，推闡之以達其合理之結局，其言曰：倘光及物質受折射之方式相同，則二者受繞射之方式亦應相同。換言之，吾人不得不推類至於極端，哈密爾頓所求得之類似爲光線及物質射線（即質點之繁稱）之一例，而吾人現所必須求得者，乃光波與物質波之相類似也。

夫施力於吾人之電子者，乃其他電子及原子，而後二者自必具有波動性質，亦若吾人正在研考其行爲之電子也。吾人對於全題之考量將於以後爲之，但目前可作一混合式之說明，以爲發端；所謂混合者，即取一特殊之電子，待之若波動，而加力於此電子之其他電子、原子等，則視之若固定

之微粒。物理學中事物之說明並非完全正確，幾無例外，此種辦法亦然，但其設策布局，有若藝術家之畫肖像，對於畫中人面部之細微處，則刻意求工，務在不失原狀，而對於背景，描摹之準確，則不甚措意焉。

吾人所應研考之運動，其最重要者厥為電子在原子中之運動。在一切成例中，其簡單之尤者為氫原子，含有一單個質子以為其核，並有一電子，即吾人所將擬為波動者也。吾人欲表示此固定之核所施之引力，須先行假設電子有類於在折射介質中傳行之一條光線。折射之強弱如何依去中心之距離而變異，哈密爾頓之工作已予吾人以確定之情報。去核心之距離甚大時，折射甚為微弱，而與核心相近時，則折射之值增長極鉅。倘吾人能製成一種玻璃，具有此類折射性質，則應見光線所受向中心之折繞殊甚，在事實上，甚至可陷於玻璃中，不得復出，竟繞中心而環行不息。實則光受此種折射，其路線應為橢圓，光之循線而行，恰若行星之繞日而循其橢圓路線也。此種現象中並無奇妙之處；其所以發生者，乃用吾人所布置之折射使之不得不發生耳，而吾人之獲為此，乃因吾人深知電之吸引之力恰與萬有引力為同式也。倘電子確係一微點之電，則其循此橢圓而行也必

矣。

敘述至此，當引入與吾人關切頗深之點矣。此點云何？即視電子爲簡單質點之觀念實乃粗略之比擬，僅在障礙物大時方爲適用，而當障礙物小至一定程度時，則必以波動相易之。原子乃甚小之物，故吾人期必從妥善之精細節目以研究之。此言之意謂吾人進一步所作之比擬，須不用光線之粗略理論，而用波動之精確理論，而光線傳行時且行且向周圍散佈之研究亦在其中。此乃勃洛格利工作中主意之一，希勒丁格爾 (Schrodinger) 則被之以嚴格之數學形式。勃氏之普泛觀念未免混茫，首先致之於真正成功之域者，乃希氏在本問題上之工作，即吾現所討論者也。

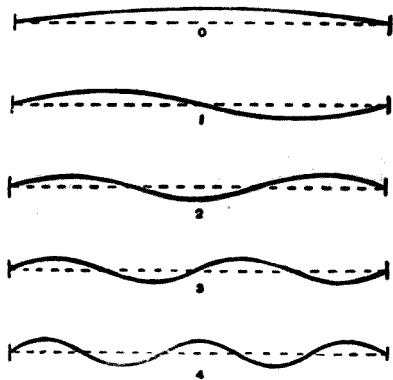
茲假設在原子核相近處有一波羣。羣中諸波構成一波包，其起始傳行之情狀甚似微粒式射線之傳行，換言之，波包之中心係沿橢圓線繞原子核而行。但吾人現須憶及者，波包之傳行，無時不向周圍散佈，其結果在若干圈數後，波包將已延擴幾至逼近其所繞行之中心。此其情狀之究將何似，吾人應如何而得便利之說明乎？爲此說明，必須求出一分析之新方法。所幸現在即有一方法存在，甚爲便利，且能供應吾人一切之需要焉。

現更考一類似之新例。吾人撞鐘之時，鐘錘即將鐘面之一小塊推移向外。因金屬之具有剛性，與此塊相鄰之部分即被牽而隨之以動，於是此種運動，更因相同之原由，被傳遞以及於其他部分。在此時間中，鐘錘所擊之第一小塊，於向外移動一定之小距離後，即停止前進，反而向內移動，超過其原來之位置，至一定之距離為止，又復向外，繼續作往復之振動。所有鐘上之其他小塊亦經歷相同之過程，結果即得一十分複雜之運動。倘吾人欲說明此運動，最簡陋之辦法厥為舉證鐘內各質點每一時刻係在何處。但此種辦法之複雜令人生畏，吾人由之所得知識之大部亦非音樂家之所注意。音樂家之所欲知悉者，鐘之發聲奚似耳，其所關懷之問題不過在鐘有何種音律，以及其是否悅耳怡神，抑為雜亂無章而已。實際上之研究證明：凡鐘所發出之聲常為若干純音所合成（在事實上諸純音通常甚不諧和）；所謂鐘之音調者，乃諸純音中較為響亮者之平均，而所謂鐘之音品者，則視各純音之比較的強度為變遷。最切實用之分析，對鐘被錘擊後如何運動，無絲毫之指示，但由之實可得諸純音之音調及強度也。經過分析之所得者，乃平常所謂振動之各種「正常方式」。當鐘依一種正常方式而作振動時，即循一定次序經受若干確定狀態之形變，而鐘之每一小塊皆

作諧振動，各塊之波相則或爲相同或恰相反。鐘之研究之主要問題在求得此諸方式之形狀，及與每方式相聯屬諸純音之音調。苟此諸項皆已求得，則吾人可謂已將問題解決；誠然，當鐘錘敲擊鐘上某一定處所時，其發出之諸純音互相比較之響度究爲何如，尙爲一懸而未決之問題，然各種方式一經完全了解，則此亦較爲易於求得也。

正常方式之分析實爲討論一切振動系之精要部分，對於此項分析之性質，吾人現將加以更切近之考察。吾人舉例，當先取較鐘尤爲單簡者。以小提琴之絃爲例，其簡單實無以復加，就若干點觀之，爲普通討論之用，尙嫌其過於簡單。一列諧波沿一無限長之絃傳行之情狀若何，以及其在固定之一端如何受反射以成駐波，吾人業於上幅加以考量。但小提琴之絃之兩端皆爲固定，吾人所需之分析法又自不同。吾人之所欲求知者乃提琴所發之各項純音，爲達此目的，吾人須考求小提琴發出一種純音時，琴絃所取之特殊形狀爲何如。第二一圖之所示者卽爲此等形狀。圖中第一式爲基本純音；第二式爲其倍頻程，其波長爲基音波長之半；第三式在音樂術語中爲「十二音度」，其波長爲基音波長之三分之一；第四式爲再倍頻程，其波長爲基音波長之四分之一；餘可類推。小提琴發

音之美即由於所發諸音之間有此正確之音調關係。吾人對於諸音之說明，通常但依其波長遞減之次序，以 1、2、3、……等數目代表之，但就吾人目前之目的言，另有一更近於幾何性的說明，爲用較大。當絃作振動時，絃上之點有不動者，名曰波節，(3) 倘一察上圖，即見第一方式中無節點，第二方式中有節點一，第三方式中有節點二，餘類推。在事實上，以絃而論，通常雖不依此記數法，然說明振動方式，倘取每方式中波節之數，以爲諸方式之記認，如在此處則用 0、1、2、……等數字，爲術亦良佳。故對於琴絃以外之振動，吾人亦將應用此方法以研究之。



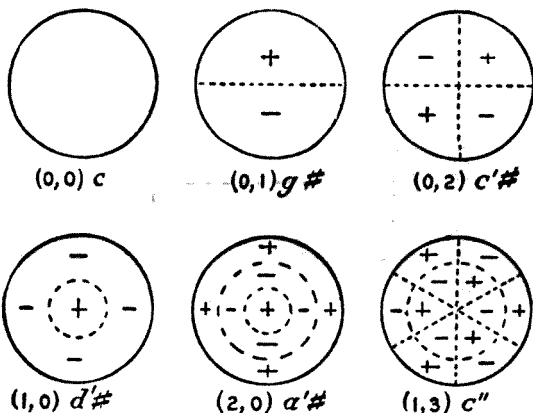
第二一圖 絃之正常方式

各曲線上所註之數字爲各方式之號數。第二方式之音調乃基本音調之倍類程，第三方式之音調乃所謂「十二音度」，第四方式之音調乃再倍類程，餘類推。

(3) 參看四二頁第三圖，圖中問題與目前所討論之問題大要相同。

琴絃之振動乃一因次之振

動，吾人將進及二因次，而考一緊張圓形鼓膜之振動，如第二二圖之所示。此例中之波節不復為不動之點，而乃不動之線。當鼓膜取一種方式而作振動，其上之節線安然靜止，在線一方之部分如係向上，則在其他方者即係向下。吾人須考其振動方式之幾種。首言基本方式，此式不具波節，全膜同起同伏，而以中央之運動為最大。次則可有一對稱之方式，僅具一



第二二圖 鼓膜之正常振動方式

每分圖下括弧內之二數字表示振動之特性。第一數字指圓形波節之數，第二數字指直徑波節之數。凡有+號之部分如係向上，則有一號者即係向下，反之，有+號者向下，則有一號者向上。假定鼓係調準至C調，其他方式之音調則各註於圖下。

圓形節線，以故中部向上時，近邊各部即向下，中部向下時，近邊各部即向上。此種方式，非若提琴之絃，並不與基音之調相諧；二者間之音程約爲小十音度。更有一同類之方式具圓形之波節二，其餘不過圓形節線之數不同，不復縷贅。再次則有非對稱之諸種運動方式。其第一式有一條與直徑相合之直線波節，以故半面向上，其他半面即向下。此式之音調高於基音之音程約爲小六音度。另一式則有二直線波節互成直角，又另一式則爲三直線波節，餘不縷贅。又其次則吾人可兼有直線及圓形波節，圖中亦有示例。爲說明諸種方式，吾人可設一簡易之法，法取數目字二，第一數字代表圓形節線之爲數若干，第二數字則代表沿徑直線節線之爲數若干。依此則代表基音之數爲(0, 0)而代表最後之方式者爲(1, 3)。

論及三因次之振動系，含有振動空氣之圓球即其一例，吾人所得者爲節面而非節線。此等節面可爲球面，不然即爲平面，或爲經過中心之錐面。節面者乃一固定之面，不爲空氣質點作運動時所穿過。就目前之例言，說明每一振動方式，需用三項數字。第一項數字代表波節球面之數，第二項代表依經線割包面之錐數，而第三項代表依緯線割包面之平面數。欲作一明顯之圖，以示三因次



中之運動，並非易事，但吾人倘僅限於考量第三數為零之例，則所代表之運動，對於經過中心之軸線，實為對稱，故祇須取一穿心之截面，而示在截面上諸質點之運動，則全部之運動即能想像得之。第二三圖即係照此法畫出。圖中虛線即表波節，而長短不等之箭則粗表空氣質點在各該點之最

大運動。由此可見此種運

動殊為複雜，但粗略言之，

大致相當於將空氣壓入

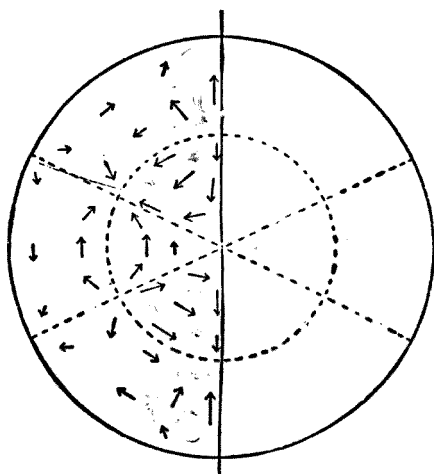
諸節面間某隅使之稠密，

而在其他隅中則將空氣

鬆散使之稀疏。在半週期

之後，稠密與稀疏將互換

其位置。



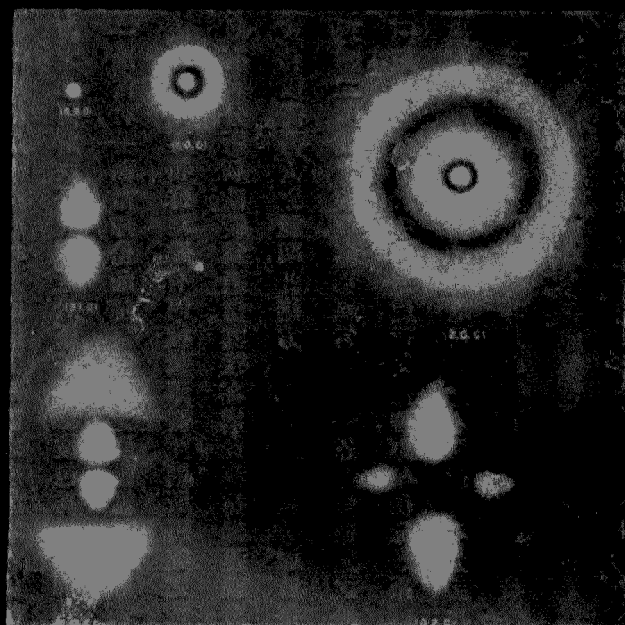
第二三圖 正在動振之空氣球體

在此方式中之運動，對於鉛直軸線，係對稱的，故荷取一經過此軸線之截面，此種運動之全部即可以截面中諸空氣質點代表說明之。圖中之方式為(1,3,0)式。意即有球面波節一，依經線割包面之錐面波節為數有三，而緯線平面中之波節則為零。長短不等之箭則示空氣質點之運動。

吾人開始解決之問

題，乃電子波如何環繞原子核而行之問題；上四節之所述者，本係離題討論，以助吾人之了解，實已告知吾人本題之如何解決。吾人以近於原子核之波包爲起點，而以鐘錘撞鐘爲譬。波包因受折射，被撓頗甚，且一面傳行，一面散佈，恰如鐘錘所生之擾動，當其遍歷鐘身，亦顯散佈也。最後倘吾人一考，在原子中或在鐘上某特殊地點，有何種情事發生，則所研究之運動之甚爲複雜，即可概見；爲解決此問題，曾見有一分析新法，較爲適當。其法在將此種複雜運動分析爲各項正常方式，每一方式不與其餘方式相依倚。吾人之說明此諸方式，係取三項數字加於每一方式，以代表運動中之波節。原子與空氣球體二例間之主要區別厥爲就原子言，並無確定之最外邊界。其實此點並不足構成真正之差異。何以言之？蓋近於中心之處，折射甚強，則整個原子系統仍可視爲封閉，所謂封閉者，意謂電子縱然僅爲「無限」所封閉，非有確定之界壁，但從不逸去也。

欲製顯示三因次性質之簡圖，殊非易事，但有若干方式之特性未嘗不可設法表出，法爲取一經過原子中心之截面，然後逐處塗黑，每處黑色之濃淡與波動在該處之強度爲比例。第二四圖略示諸方式之三數種。但於此應行聲明，每式下所繫之波節數字，與目下盛行用以說明運動方式之



第二四圖 氫原子之正常方式

各圖中所示為每處振動之強度，亦即指示尋求微粒是否在該處之可期率。每一分圖係假設其可依穿過中心之鉛直軸線轉動，即得一三因次之模型。故  $(0,2,0)$  一式，如依法旋轉，即成一繞原子赤道之環及包於兩極之二大圈。

波節數字，並非完全相同。(4)

當吾人作普概振動之討論，業見每一正常方式與一與之有特殊關係之振動頻率相聯繫；以故求得頻率實為說明振動之極精湛而主要之部分。就目前所舉之例言，諸頻率服從一殊為簡單之定律，值得吾人之敘述。其定則如下：取說明方式三項數字中之首二項相加，然後加一。(5) 求出此數之平方；結果所得之數與振動之週期成正比，以故其反數即與頻率成正比。說明基本方式之數字為0,0,0。由此依上述之定則得  $(0+0+1)^2 = 1$ 。再取(1,1,0)所代表之方式，則得  $(1+1+1)^2 = 9$ ，故其頻率為基本頻率之九分之一。於此有一點必須注意者，由此算出之頻率並非發射之光之頻率，後者所遵從之定則當於以後說明之；但電子振動之頻率可以甚大之準確度由發射之光之頻率算得。電子振動頻率乃十五位之數目，即每秒鐘內之振動數為一千兆兆。

(4) 尋常所用之數字以1, a, b, c三字母代之。倘以a, b, c代表二四圖中每式下之三項數字，則  $1 = b, n = a + b + 1$ 。以m而論，方式之選擇略異於c所說明者；m所取之數值可為10至100間之任何整數。

(5) 其結果為前一註腳中所述之數字n。

而此十五位數之前八位已爲吾人所確切知曉，此實爲光譜學精密度之特色也。尋常說明基本方式之頻率，所取方法略爲間接，法爲假設振動方式發出與此頻率相當之光波（其實此方式並不發光），然後總數一釐米內波長之數。如此所得之數不復爲十五位而僅爲六位，較易處理多多。此數名曰黎德堡波數 (Rydberg's wave number)，其值爲(6) 109737.4，由此可見每一釐米內約有波峯十萬也。若知電子之電荷及質量，光之速率及量子四者之數值，則黎氏波數可由之算出，但後者能由量度而得，所達之精密度，較之吾人量度前四者中任何一量者，高出遠甚，故可用之作四者數值之重要核校。

吾人自章首以迄於此處，係用鐘之振動之比類，以討論原子中電子之固有頻率及方式。此種類似之恰當僅至某一點爲止，但必不得引申過遠，否則所得結果且完全錯誤矣。倘吾人視鐘爲無外界連接之封閉系，而視原子亦然，比類齊觀，苟從不越此範圍，則誠然無誤。但鐘之用途在發聲音，而吾人與原子之相關涉，亦正因其能發生對外之效應，以故問題之扼要部分即在研考此兩種振

(6) 此數值之計算係假定原子之核爲固定。就實際之氣管，因質子較之電子並非無限重，可見應得之數與此有異。

動系與外界間之連鎖。就鐘而論，尙非難事。鐘面既遞作向內向外之運動，遂將在前面之空氣往復推動，於是發出一與本身振動頻率相同之聲波，是以吾人如知鐘之正常方式，則立即能謂鐘將發出相當頻率之聲音。但以原子論，則非復如此；其與外界之連鎖微妙多多。原子振動系之頻率與其所發之光之頻率，其間僅有間接之關連。此問題之詳盡討論屬於微粒間之相互作用（在此處爲原子與光子間之相互作用），吾人將於下端一章中提出，但即無該章內所敷陳之精奧考量，用另一方法亦能得一差強人意之敘論。

迄此吾人所論及者爲原子中電子之波動相，但其微粒相亦爲重要，因其供給一種想像，時時爲用甚廣也。微粒相乃波耳所發現，蓋遠在新波動論問世之前十二年，而波耳之光譜論，在歷史上，固爲新量子論一切發展之本原也。在波氏作此發現之時，電子者非他，僅乃一帶電之粒屑耳。然其在原子中之行爲奚若乎？其受原子核電力吸引之定律與萬有引力之定律恰恰相同，以故電子所循之軌道與行星繞日之軌道相同。是以吾人逆料電子所循之軌道乃一橢圓，而以原子核據其焦點之一。但此種說法未能避免一根本困難，蓋行星所循之軌道可具任何大小，而原子之大小吾人

固知其爲十分確定也。是以動力學之原理，如在天文學中所應用者，實未足以說明原子之組織，而必須另外輸入一新原理以當此任。此原理乃波耳學說在物理學中所樹之基本偉績，其名曰「量子化原理」。欲了解此原理吾人對軌道尙須作更切近之考察。

行星之軌道通常爲一橢圓，但亦可具較簡單之正圓形。在其最早之工作中，波耳假定軌道常爲正圓；以後即將此限制解除（但吾人無須於此詳述之）。當行星循正圓而行時，其運動可以多種之方法確定之。最顯而易見者卽爲將圓之半徑舉出，蓋引力既由此而知，則繞轉之速率及週期均能由此而定。但軌道之確定尙有其他可採之方法，不用幾何數量而用動力數量。在行星運動中，吾人業於首章中見及，不變之量有二，一爲能量，他一量爲角動量。二者但知其一，則軌道之一切特性皆由之而定。波耳採取之原則謂角動量必爲量子之倍數。(7)其結論爲電子僅可在一組定徑正圓中之一圓上繞轉。倘角動量爲單個量子，則此半徑名曰「氫之第一軌道之半徑」，長約二百兆分之一釐米。此長度之當用爲世界上終極之標準尺，其資格較之任何其他長度爲高。此外可以

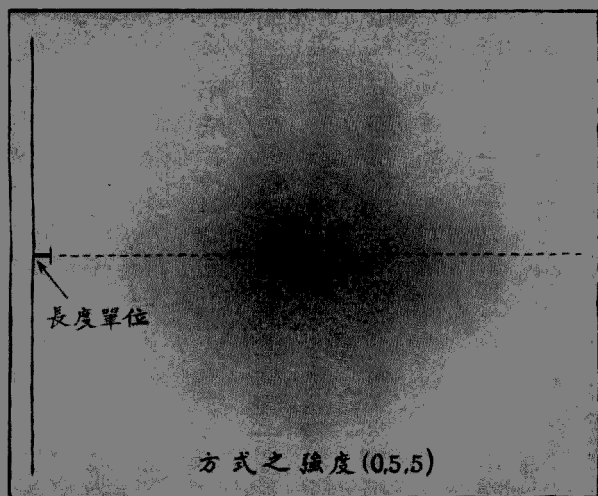
(7) 嚴格言之，當謂爲以  $2\pi$  除量子之倍數，換言之，爲每秒  $1.4 \times 10^{-21}$  克平方釐米之倍數。

存在之軌道，其半徑爲第一軌半徑之四、九、一六……倍，各各相當於二、三、四……倍量子之角動量。此量子化原理爲波耳學說之要點，其初本無純理的根據，但由其成功之偉大，遂能屹然自立。至於現在吾人已能了解其何以有效。在自由空間中，凡在波動相中爲電子之波長者，在微粒相中，卽成電子之運動量。就原子中之運動言，亦有一類似之相當性，徵之事實，凡在波動相中爲波節之數者，在微粒相中，卽成角動量。第二五圖之所示者乃一種正常方式（卽  $0, 5, 0, 5$  式），係取一經過軸線之截面以代表三因次之本相；倘將此圖依軸線旋轉之，卽見其代表一圓形之環。此乃電子微粒所循行之圓軌之朦朧圓形。吾人並能證實如計得波節之數，而以量子乘之，結果爲一角動量，與在此軌道中之微粒之角動量相等。微粒相之極度簡單性本纖毫畢露者，波動相則修之改之，舉其原來面目而塗抹以盡焉。

波動與微粒二相之相聯繫，吾人尙能循另一途徑以了解之，在實際上卽勃洛格利所指示之途徑也。設有一波包在一圓周上運行，圓周離原子核尙遠。倘此波包極爲自由，卽可視之爲以某種速率運動之電子之波動相；吾人更將假設，既有原子核，此速率恰爲應使微粒循上所假設之圓軌



而行之速率。波包於是即循此圓圈而行，但將一面旋繞，一面散佈；結果將沿全周散佈以成一朦朧之環。迄及首尾互相銜接之後，二者之效應亦必互相重疊，此則以二者之波相關係為憑依；倘波相不適合，即互相抵消。因此，波包經吾人之分析，乃不相抵消諸式之波所重疊而成，此不啻謂吾人視波包為一組之波，其中之一在圓周上有五波峯，另一則有四峯，又一則有六峯，餘類推，循是而言，量



第二五圖 氫原子方式之一

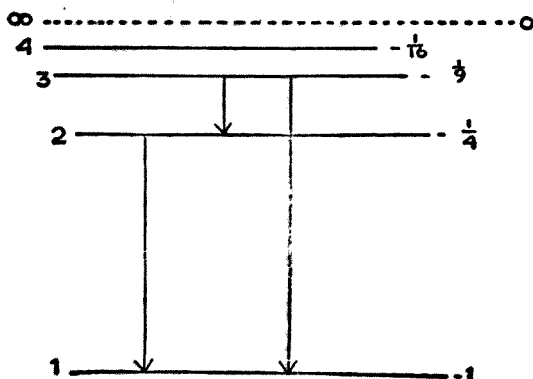
此圖當依左方之軸線旋轉之。其結果為一朦朧之環形，即波耳軌道之一之波動相。圖中所示之長度單位即「氫之第一軌道」之半徑。

子化之過程爲自動矣。

波包之考量指示吾人，在波動與微粒兩種說法之間，有一重要差別。祇須令電子爲微小之粒屑，則電子之僅能循一條軌道而行，實爲無人異議之公理。以波動言，則殊不然，蓋一振動系同時可取若干方式而作振動也。在原子中電子之波動相乃一振動系，故吾人不得不承認電子同時可具數種正常方式。倘吾人不避小嫌，由微粒相中借「軌道」一名詞而用之，則未嘗不可謂在新量子論中，與舊量子論相反，電子能同時循數軌而行。雖有不少實驗似乎指示一電子必在一條軌道中，然一切優勝皆屬於新觀點。此二觀點之矛盾非不可融合者，融合之道已於本章之首論及自由電子行經光柵一事時說明之。在章首吾人曾見：謂電子之有確定之速率乃光柵之繞射所賦予，實完全合於正理。此處之情事亦正相同，夫電子在何方式之中，倘以問之電子，電子誠將具一確定之答案；但告命電子以須爲何事者，固觀察方式之實驗之本身也。此點之示例，吾人將於下章中詳加討論焉。

於此吾人須返述微粒之舊說矣。電子之軌道既爲量子化所完全規定，因之其他情事亦爲其

所規定，而能量亦在其中。取喻於流體力學中流體平面之分級，每一「量子化態」名之曰「能量級」而原子諸態之簡圖可畫若干代表能量級之水平線即得。第二六圖即依此法作成者。各級之能皆為負量，各級所處之比較位置以  $1/n^2$ ，耳用舊量子論所求得，但亦為波動論所求得；在波動論中，能級之表現當然以頻率，蓋頻率為能量之波動相也。至此已引至波耳學說之第二主要點。原子之性，有若水然，常欲趨於最低之能級。其為此也，應失去能量，遂出之於輻射。然由第二態起，則原子須失去  $1/4$  與  $1/16$  二級間之能差，



第二六圖 氫之能量級

在左方之數字表示角動量，而在右方者表示能量。最低之一級相當於「氫之第一軌道」。

即失去 $\frac{h\nu}{2}$ ，此失去之能乃一含有能量 $\frac{h\nu}{2}$ 離原子而傳行之光子。此在波動相中之意義，即謂發出之光所具之波數爲黎德堡波數之 $\frac{1}{2}$ 。此由氫而來之特殊輻射久爲來曼 (Lyman) 所發現，所有其他主要能級變遷所發之輻射亦皆已求得。說明原子所發之光之爲何，幾於無時不用此方法，在實際上，便利實無出其右者。原子之所以與鐘不同亦由之而顯然可見。但就另一方面言之，以此說法，與由純粹波動相所得之原子說相較，似決不相合。在後幅一章中，吾人將重提波動相，並說明其如何引達相同之結果。

總上所述，有應爲讀者告者，余爲氫原子所陳之概略中，自章首以迄此處，皆以波動相與微粒相對照，而對於微粒相未盡公允。以微粒作說明乃舊量子說之所爲，確有不少缺點。欲不大加修改而融和此學說於波動說之中，固爲不可能之事；但加以必要之修改，而仍留微粒之觀念，使不失爲有用，則又爲可能也。此種辦法之告成在波動說發生之前數月，實爲發現新量子說之初步。論功績，當歸之於海森伯之創造一新動力學。凡波動之所能爲者，海氏之力學皆能以微粒爲之，而波動說問世不久，衆皆認爲海氏之說在形式雖與之大相逕庭，而在實質上則相同也。海氏力學特異之

處在其違背代數學之通常定律，而以乘法中之對易律爲尤甚，因此之故，不易了解。新量子說中領袖專家多人似皆樂於採用海氏之方法，但以余觀之，爲對於現象之發生得物理之透視起見，竊期以爲最妥善之途徑莫若將波動相爲主，而以微粒相之粗疎使用爲之輔也。

## 第六章 偏極化

在本章中，吾人所將討論之題與前此諸題殊不相同；吾人所將涉及者，可謂爲光、電子及質子三種原始物之內部性質。爲敘述之便利，請以光始。

十七世紀中，光學最大發現之一爲「雙折射」——雙折射者，經由某種晶體以察物，其像成雙之謂也。以效應之複雜錯綜，無須於此細考。將此現象刪繁就簡者爲惠更斯，而牛頓則以一語概括其特性，謂光線能有「方面」。(1)欲譯此奇語，最好不作實驗之敘述，蓋所有雙折射之實驗均含有殊爲煩難之幾何也。約在一百五十年後，即光學發現之第二大時代中，夫累涅爾由諸實驗推得理論，現祇述其理論即已足矣。

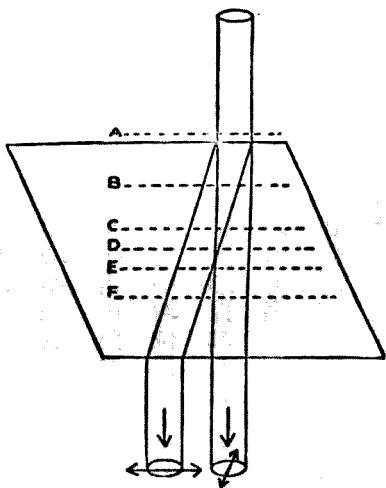
在光波之普遍研究中，吾人曾舉若干類似之例，如水波、聲波、緊張之線等等，所有推定之性質，

(1)譯者按：原文爲 (side)。

對於各例，無不適合。但現則須稍事專門之探討，欲達此目的，吾人可專注意於緊張之線之振動。想像有一橫平緊張之線，如電話線，其振動也，可或向上，或向兩旁，再不然，則同時作上下及兩旁之振動。故線之全體運動可視為二振動式所重疊而成，每式各自行止，不相依倚。倘欲製成一器，將水平向之振動消滅，而任聽鉛直向之振動自由單獨前行，殊為易事；祇須想像線在一處經過一槽，此槽不許線在該處作兩旁之運動，但對其上下之運動，則不加阻礙。是以欲明定線之振動，吾人欲必須敘述者，不僅一事，而為二事，即水平及鉛直兩向之運動是也。光亦具有相同之特性；倘有一平面光波，假設其依水平之向前進，吾人加以說明，需有雙項之規條。不特此也，線振動與光波之類似，尙可作更切近之比擬，蓋光之雙項特性之一可視為鉛直振動，而他一項可視為水平振動也。且光學中有一著名之儀器在，即泥科爾 (Nicol) 稜晶是，與上端所述穿線之槽相似，能消滅一向之振動，而聽他一向之振動通行無礙。

雙折射現象中所用之晶體，因其缺乏對稱性，對於水平及鉛直兩向振動所生之折射不同，故使二者分離，如第二七圖，其結果為射入晶體之光線儘為一條，而透體而出者乃為兩條。但二者實

代表振動，其一相當於線之依鉛直向運動，而其他則相當於水平向之運動。吾人可以入射之光柱譬諸圓棍，而出射之二柱則譬諸厚度互成直角之薄條；牛頓謂光之具有「方面」者，意指此也。爲免除可能之誤會，應於此聲明：所謂「方面」者非指出射光柱之截面之形狀，出射柱之截面實恰與入射者完全相同；「方面」一詞之所表者實爲光之稟性，在專門術語中，其名曰偏極化。偏極光之觀察通常須求助於泥科爾稜晶，而欲了解此儀器，最好仍返考振動之線。假設吾人以爲此線所載之振動業經偏極化，而欲求振動所取之方向。吾人應於一處令線經過一槽，振動方向與之相合者，槽即聽其通過。吾人復應將槽轉動，直至毫無振動通過爲止，蓋如是方知入射之振動恰垂直於槽也。如



第二七圖 雙折射

入射之一柱光爲晶體所析而爲二，表顯互成直角之偏極化，如圖下方之箭線所示

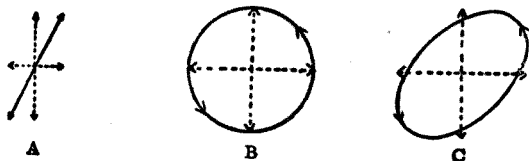


吾人所研究者爲偏極光，辦法亦與此相似，取一泥科爾稜晶，置於眼前而旋轉之。轉至一定之位置，光即隱滅，故光之偏極必與此向成直角。

偏極化現象尙有更爲複雜之式，亦須加以考量，而緊張之線卽足爲其完善之比喻。設想線上同時載有等波長之諧波二，一具水平向，一具鉛直向。偏極化之實況大部依二波波相之關係如何而定。首先假定波相相同，則線之一點，當其高度最大時，同時亦爲最右，而當其正在經過鉛直向之平均位置，同時亦正經過水平向之平均位置。線之如此振動，無時不限於一確定傾斜平面之中；故此種運動名曰而偏極。此外尙有更爲有趣之例。假定鉛直及水平兩向運動之振幅相等，而波相之差則爲四分一波長。當線之一點達其極頂時，依水平向卽恰在其平均位置；當其最右時，依鉛直向卽恰在其平均水平面上，尋其取徑之踪跡，卽見其所循者爲正圓形，而其爲此復有二道，或爲順時針，或爲反時針。似此吾人又可將此運動分爲二式，取順時針之向者名曰右轉圓偏極光，取反時針之向者名曰左轉圓偏極光。較此更爲普遍之運動亦屬可能，在普遍式運動中，線之一點循橢圓形而行，故吾人名與此相類之光曰橢圓偏極光。以上諸式偏極光均載在第二八圖中。此外尙餘另一

種光，須加以說明，即通常之非偏極光是。最可怪者，此乃較偏極光難於作準確之說明。諧波之運行永永弗息，故一經偏極，譬如任何橢圓式者，輒保持其偏極之態。由此可見通常之光不能取準確諧波之形式。通常之光乃一近似諧波，於每兆或相近之循環數內，變換其偏極化。各不同方向中之偏極化遞次為其所取受，故平均論之，遂失表示偏極光特性之「方面」。

余適所作偏極化之敘述，僅能直接應用於平面波，平面波者，在一組互相平行之無限平面之全部上，其相皆同，而波前進之向則與諸平面成直角也。面偏極化或圓偏極化之觀念，引申至近於平面之波，雖為可能，然唯對於平面波方有其嚴格之意義。推及三因次之數學理



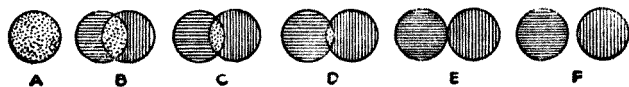
第二八圖 各式偏極光

- A. 面偏極。
- B. 圓偏極。
- C. 橢圓偏極。

虛線表示鉛直及水平部分之振幅。

論業已完全了解，並不與吾人以特別之煩困，但爲三因次作物理之模型，則有頗爲嚴重之困難。最自然之模型厥爲想像以太爲一種膠凍，其中之波動可假定膠凍之微粒向旁移動以代表之。以模型摹擬發生之事態固尚不惡，然實爲粗疎之模型，倘刻舟求劍，就文尋實，則決然遺誤非淺，故吾人不得堅持其用也。欲作偏極化之思考，通常莫善於檢出波所傳行之方向，然後設想一依該向緊張之線，而不復考慮其他方向之糾紛。

至此吾人即能察見當一柱非偏極光射入晶體中，有何現象發生。在晶體內部，光柱之二成分之波速各不相同，其結果爲二波羣各依不同之方向傳行。發生之現象可於晶體中分層取光柱之截面。此等截面即於第二七圖 A、B、……F 等處取之，其結果即如第二九圖。圓形光柱起初並非偏極，但後來則兩部分逐漸分離。稍入晶體之內，截面爲二交疊之圓形。二圓相共之部分仍爲非偏極的，但在其外則爲互成直角之面偏極。迨更深



第二九圖 雙折射

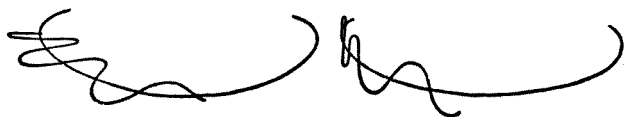
各分圖代表第二七圖中光柱之截面。密點部分爲未受偏極者，而鉛直及水平線之陰影則代表偏極光之兩式。

入，則偏極之部分愈增，非偏極者愈減，至於最後，則得二分離之圓，所受偏極互相垂直。於是此分離之光柱分道傳行，以由晶體之另一面射出。

光之微粒相，非若電子之微粒相，較之波動相，不甚爲吾人所熟悉，故吾人亦必考察及之。光子之異於電子者在其無永存之質量，但光子所具之能量則十分確定，與光波之頻率成正比，如余討論測不準原理時之所述。物體吸光而其熱量增加，卽此能也。同樣，光子有運動量，與光之波長有關。輻射之有壓力卽由此運動量所生也。能量與運動量爲任何波動之微粒相所具，但吾人計及偏極化時，光子亦可具角動量。至此須返而再考緊張之線。想像吾人執其一端，依一小圓圈而急旋之，卽有一圓偏極波傳行而前；如有一物體在線之彼端，則此波卽可致圓周運動於該物體，此卽謂角動量亦係沿線傳行。以此喻光，亦恰相脗合；光子如受圓偏極，卽具角動量，如光受橢圓偏極，則所具之角動量爲量子之分數；橢圓愈近正圓形，則此分數之值愈大。光之微粒相之性質可舉一例以概括之。想像一柱圓偏極光射達一黑色小屏上，而爲其所吸收，於黑屏卽顯三種效應。第一、屏所吸之熱將使其溫度增高；第二、屏將爲所吸之運動量所推開；第三、因吸收角動量，屏將受扭轉。第一性質爲

吾人坐近於火時慣常經驗之現象；第二性質經絕大之困難亦已證實；但余從未聞迄今有任何已作之實驗，足以表彰第三性質者也。

吾人現將轉而注意於電子，以察其是否有與偏極化相似之效應。余陳說此事所取之次第將與實際發現之次第不同。吾人曾由波動相以說明氫原子之構造，取用之觀念謂電子波振動之情形係依正常方式之一式。第二五圖示諸式之一乃一圍繞原子之朦朧環形，而此式即足供吾目前之用。此刻始想像環核之波非電子波而為光波，然後計及光之偏極化而考其效應之奚若。實際發生之情事，其狀況可以粗略得之如下：想像一線位於環赤道之圓上，且各部因受離心之推斥，全線遂皆緊張。如此之線自能載波。但所載之波現為不同之二種。在一種中，其振動係在赤道平面內作向外及向內之運動。在他一種中，其振動之向與前一種者成直角，故線中每一質點運動之向為南北向。此兩式之波載在第三〇圖，以此喻光



第三〇圖 圓線之振動

圓線振動之兩種正常方式，以透視法顯之。在左圖中，運動為內外向，而在右圖中，則為上下向。

之振動，正符實況；在一式中，光之偏極係在赤道平面內，而在另一式中，偏極則係與赤道面成直角。但苟細加考察，即見吾人不得不放棄以線作切近之比擬，蓋如將光波振動之正常方式一一求出，由之即見代表二式之朦朧環形並不全處同一之地位；一式之半徑略大於他一式者。不特此也，與此微小之位置差別相聯者，尚有一微小之頻率差別。既然如此，吾人即能謂電子波倘亦若光之顯示偏極化，則其正常方式之數當加倍，且相配成雙，每雙中之二式，位置甚相近，頻率亦甚相近。此種切近之分離會當由原子之光譜以自顯於吾人，而光譜所示能量級之數當倍於吾人所期之於非偏極波者。

光譜中能量級之此類倍增，在電子波動相發現以前，久已著稱。由於數值中有一種奇特之偶然情事，氫之能量級之倍增遂為之隱去；但在其他光譜中，與此相同之效應實顯而易見。鹼性元素如鈉、鉀等之原子與氫頗為相似，以其有一個比較自由之電子，一切光學及化學效應皆此電子任之。諸鹼之與氫不同者，自是因其在原子核外，除去此一電子，尚有其他電子——鈉原子有十——但此等電子所受之束縛頗緊，就大多數情態言之，可視為無甚影響。諸內層電子之唯一效應即在

其將作用於最外層單個電子之力加以變更，以故此一電子之微粒運動不復爲一簡單之橢圓；正常方式隨之而起相當之畸變，而各式之頻率亦生變化。鈉之光譜，在一切光譜中，似最爲著知；其中含有甚亮之黃色光，證明此黃光係二甚相近之波長所合成，殊爲易見。鈉光譜中其餘之成分大部爲紫外光，然亦全係相類之雙線所合成，即揆之一切元素，固莫不皆然也。波長成雙之並非偶然，諸雙線之有密切關係，均有確定之證明。供給此種證據者，爲柴曼（Zeeman）效應。柴曼效應者，原子在磁場勢力之下被激發光時所生之現象也。其詳情甚爲複雜。舊量子說各種困難之解除，其由於此效應之研究者，雖在事實上較任何其他效應爲多，然吾人無須於此詳加考量；但取要點爲讀者告，卽已足矣。要點云何？依簡單之理論，磁場應將單純之頻率分裂爲叁譜線，但在事實上，強烈磁場對於雙譜線所生之效應，乃將雙線裂而爲單組之叁線也。

能級加倍一事懸爲奇祕者爲時頗久，迨及由微粒相索得解釋，其前於全部理論因波動相之發現而起重要之變化，不過數星期事耳。吾人可先考微粒相，蓋吾人雖曾見偏極化之觀念，對於能級之加倍，有定性之解釋，然此處所論之偏極化，以視光之偏極，相差頗遠；試從微粒相察之，則其必

然如此，更可概見。烏蘭佩 (Uhlenbeck) 及 古止密 (Goudsmit) 者，荷蘭之二青年物理家也，爲此初倡「旋轉電子」之假說。茲略說旋轉電子之大意。無論何種電荷作運動時，即發生磁力。最爲悉見之例，即金屬線中之電流，發生一力以偏轉永久磁鐵，磁鐵復藉指針以告吾人，謂汽車中之蓄電池正經灌電之手續。同理，當電子環繞原子核而繞圓圈，如吾人在前章中所考者，此電子亦施一磁力，在事實上，即將原子變爲小磁體。

現假設電子乃一固體電球，繞一軸線旋轉。近於赤道諸部分即構成作運動之電荷，遂生一磁力。觀其結果，電子之所行所爲，一若其不僅爲一電荷，而附着於此電荷者，尚有一小小條形磁體。就電子之磁特性論，可以地球譬之（但就其電特性論，則不然矣）；蓋地球作自轉，且亦向北極而施指揮羅盤之磁力也。吾人所必加考量者，爲旋轉之快慢如何，磁體之強弱如何。將柴曼效應之詳情加以研究，即可與此二量以至爲確定之答案。電子旋轉之速率不大不小，恰令其角動量等於半個量子，而所成磁體之強度則恰爲一個「波耳磁子」單位之強度。磁子者，乃磁學中之基本單位，即一電子（此刻假設其無旋轉）循「氫之第一軌道」而行所成之磁體也。



既有旋轉電子及簡單微粒說之助，吾人即能察見能級之數如何加倍。試考圓形軌道之一。可令能級加倍之道有二，其不同之處在電子旋轉之方向係與其環心繞轉之方向相同，抑或相反。如係相同，則可以比之地球之運動，蓋地球據軸自轉之向與其環太陽繞轉之向相同也。如其相反，則在太陽系中為例頗罕，吾人所能舉出最爲相近之例，厥爲海王星之衛星，其繞主星而行之向與海王星本身繞日所循之向相反。電子二種轉動中之差別即含有磁效應中之差別。二種運動如爲同向，則旋轉之磁效應即加強電子在軌道上繞動之磁效應，但如爲相反，則互施部分之抵消。

第二步吾人當考量旋轉電子之波動相矣。吾人業見偏極化之觀念可爲能級之加倍下定性之說明，但事實上所表現者，電子偏極之方式與光之偏極根本上必不相同。欲明瞭此點，最易之道莫若返考在吾人模型中環行之二式偏極光波。吾人已見一式之振動係內外向，而他一式則係上下向，但欲代表旋轉電子，吾人所需之波質異於此二者，蓋吾人須能區別上向及下向也。吾人之需要爲一種光波，能代表上向，即不能代表下向，或能代表下向，即不能代表上向，然而光波則不能不組合上下兩向也。一雙波動，一具上向特性，一具下向特性，未嘗不能求得，但無簡便之幾何方法以

說明之耳；夷考其實，在未經覺察有爲旋轉電子建立波動說之必要以前，固未嘗涉想及於具有此種特性之波動有存在之可能也。此等波動之釐定成式，正確無誤，最後實由於狄拉克 (Dirac)，狄氏之推得其形式，係以一普遍原理爲起點，此原理云：倘電子應適合於相對論，則其中苟無磁性，電子即不能存在。

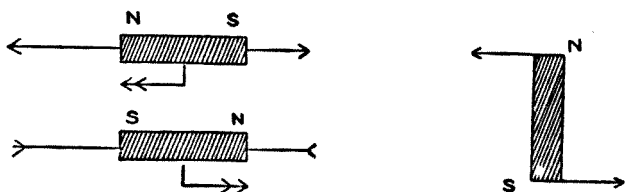
在自由空間中之電子亦必有偏極化之成分，然即此一端在表面上已不免有困難，蓋並無特殊方向爲上向及下向，遂不得不認爲磁體能指任何方向。但在波動相中可用重疊原理以解除此困難之點，因苟將上向及下向之波動作適當之組合，即能得一波動，相當於一指任何方向之磁體。吾人現可想像有一柱偏極化之電子，且取其特性，以與相當之偏極光子柱作比較。二者均載有能量及運動量，與一切波動相類；但因其偏極化，二者復可載有角動量。就光而言，其角動量乃一小於量子之量，而所據之軸線又係依光所傳行之方向。然就電子言，其所載之角動量常恰爲半個量子，而其所指者爲任何方向，且無須與其運動之向發生關係。

以前所舉電子波偏極之證據，頗爲間接，其實全賴光譜中能級之考量。然迄於某一階段，此現

象之證實確較爲直接多多，且以發現之時序論，尋常固凌亂無次，而在事實上，此現象之證實反乃在其發現之前。此項工作乃施特恩 (Stern) 與葛拉赫 (Gerlach) 於一九二一年所作極爲著名之實驗。欲說明此實驗，須先考如何方能研究磁體之特性。倘吾人有鐵一塊，而欲知其是否磁體，最易之法爲懸挂鐵塊，令其自由，然後察其是否定指一向，若羅盤然。地球之磁場有轉動任何磁體，使之依場取向之功能。實際發生之現象可略述於此：磁體之北極爲地球磁場引而北向，同時其南極亦被推而南，至相等之度；二極既係聯而不分，則磁體惟有轉動之一道。所可惜者，實無法用線以懸挂電子，且縱令能懸挂電子，亦無法察其如何指向，故觀察電子所需之過程，自更爲複雜。吾人所需設法以求者爲牽引之力而非單純之扭轉力。倘吾人能從事布置，令北極之被引強於南極之被推，即能達此目的，而爲此即須有一非均強之磁場。既有此磁場，則作用於北極上之力，其吸引磁體將較強於南極上所受之推斥，抵消所賸者爲一微弱之力，此力即足致磁體之運動。第三一圖所示者即此種情形。

施葛二氏實驗之大意有如下述：發送一柱原子以經一非均強之磁場。如原子係取一定方向

之磁體其北極所受之吸引將強於其南極所受之推斥，而原子之全體將移至非均強磁場中較強之部分。反之，如原子所取者為與前相反之向，則南極所受之推斥將強於北極所受之吸引，其淨結果將為被推至磁場中較弱之部分。倘磁體所指之向與磁場成直角，吾人之始料或者以為磁體且先作旋轉，以取磁場之向，然後即被吸引以至場中較強部分。但揆之事實，此種推想實未計及原子及旋轉電子之重要特性；特性云何？即二者皆轉動若陀螺也。當重力牽引陀螺使之向下時，陀螺並不傾倒，反依水平向繞轉而作『進動』。原子在磁場中之情事亦與此相類。在磁力之影響下，原中繞磁力線而作進動，原子之磁軸並無移向力線方向之趨勢。由斯以譚，倘原子之入磁場，與場相橫交，則當始終取橫交之向，北極所受之引力恰與南極所受之推力相同，且原子雖作進動，但將直



第三一圖 非均強磁場中之磁體

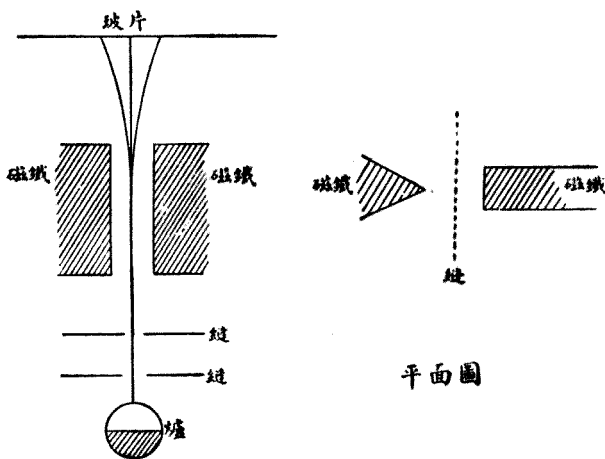
磁場之方向係向左，愈左愈強。圖中單鏃指每一磁極所受之力，而雙鏃則指合力。在右圖中之磁體雖有轉動之趨勢，然並無合力引之左行。

過磁場而不偏於磁力線之向。

起初實驗中所用者爲銀原子，然晚近推廣及於其他元素已不在少數。以銀比鈉，有一點頗爲相似，即銀亦有活動之電子一，其餘之電子（爲數四十有六）則環原子核而成一惰心。無論爲銀或爲其他元素，置於甚高真空中之小爐內，以蒸發其原子，故諸原子皆從爐中依完美之直線以高速行駛。再由諸原子，用若干縫隙以選出一細柱，令其靠近一鐵刀口而行，刀口業受有合宜之磁化，以生一非均強之磁場。於另一面置一玻璃片，以收受射出之原子，原子遂徐徐澱積於片上。欲得目能察見之澱積，須經許多小時，但爲節省時間起見，已籌得化學方法，即甚微極薄之澱積，遠非人目所能察見者，亦克使之顯像。此項儀器之簡圖見第三二圖。

吾人現可進而研考在本實驗中應察見何種現象。諸原子皆爲微小之磁體，當其由爐中蒸發而出，各原子所指之方向均爲任意的，原子之數既多，故所取之向各方皆有。其中有順磁鐵之向者，遂受吸引；亦有取相反之向者，遂受推斥。至於多數原子則取居間之方位，與磁場斜交，盤旋進動，各與磁場之方向成恆定之傾斜度，又爲吾人所應預計而得者也。此多數原子多少受有吸引或推斥，

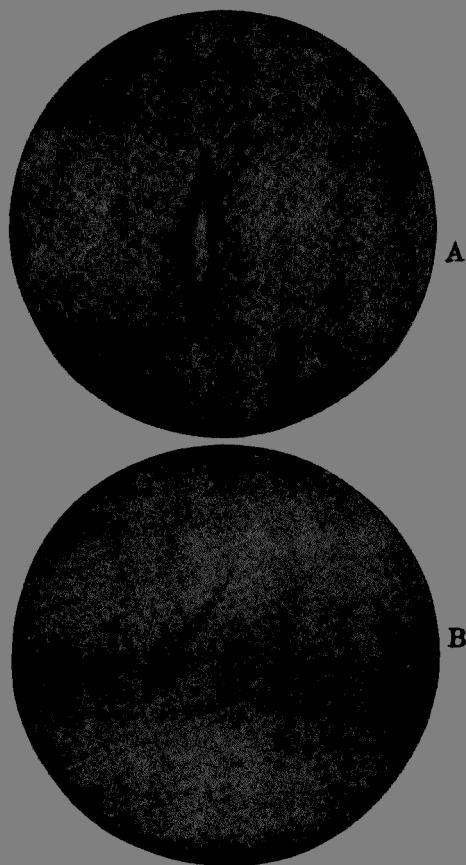
視其傾斜度而異。不特此也，吾人尙須研考與磁場橫交方向顯像之形狀。經由縫隙中部而來之原子，正對磁鐵之刀口，此處之磁場最不均勻，故所施之力大；但在縫隙兩端，磁場較爲均勻多多，故經由兩端而出之原子，幾不受任何吸引或推斥。倘吾人先不用磁場，作一實驗，吾人預期得一長狹之線。倘加上磁場時，則吾人預期兩端之狀大都仍舊，但中部則將向兩旁展開。此種粗疎理論指示之結果，謂吾人於玻璃片上所察見者，應爲一模糊之斑，兩端尖而中部向兩旁凸出。當實驗完成後，吾人所得之像誠具雙凸



第三二圖 施特恩葛拉赫二氏之實驗

銀原子由爐中蒸發，首先行經縫隙，次過磁鐵兩極之間（其平面圖在右方），然後射在玻璃片上。

透鏡之形，但並非盤片，其中央乃空無所有！由此結果，吾人可悟適纔所作之粗疎想像實為錯誤；並知諸原子所取之向，半順磁鐵之向，半則相反，故所受磁場之力，非推力之全部，即吸力之全部。圖版IV中所示者，即施特恩葛拉赫二氏實驗之一之結果。



圖版IV 施特恩葛拉赫二氏之實驗

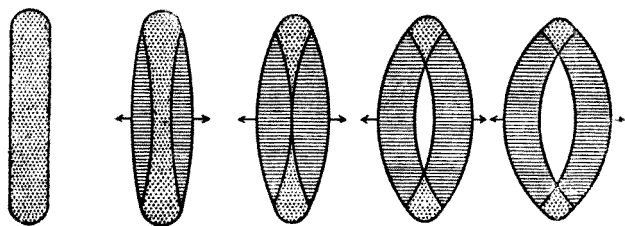
銀原子先射過細窄之縫隙，然後經磁鐵兩極之間，最後射在玻璃屏上，即凝聚於該處，以生一像。A圖為磁鐵無作用時所生之像。其所指示吾人者，不過謂原子之正常運動係循直線而行。在B圖中有磁鐵作用，以力場不均強故，原子即受偏動。由片上顯像之形狀，可見原子皆為磁體，半數取順磁場之向，半數取反磁場之向。圖上所顯之分度尺，每二十分度相當於一毫米。故實在之像微小已甚。（此圖係自 *Zeitschr. f. Physik.* 第IX卷第三頁五〇摘印）。

倘此實驗係於二十年前爲之，人且視爲幾於不足置信，但在施葛二氏從事實驗之時，確實之結果已經逆料得之，不過吾人皆知當希望略爲超出信仰時，輒感不安，彼時試作逆料，或不免有此不安之感耳。當初作實驗時，與之印證相合之理論，實比較疎陋。原子能級及電子軌道能級之觀念，誠業已知曉；在磁場中當有能級二，一由於順場而指之磁體，一由於逆場而指之磁體，亦已知曉。但尙有一要素，絲毫未能了解；蓋原子未入磁場以前，各各任意取向，故必各向皆有——不然，原子如何能預知其將遭遇者之爲何！——而一入磁場，又必起不可思議之驟變，半數同指一向，另一半數則同指相反之向。

迨及物質之波動說出，全部事態遂見澄清，竟能由吾人用以討論電子繞射之觀點以解釋之。依此原理，吾人須思考波動，亦須思考微粒，但此二觀念若輔車之相依，然必不得相混。爲求立說之簡單，吾人可視銀原子之惰心不過爲「鎮定物」，銀之一個活動電子資之以得穩定之性，苟無惰心，則此一電子，其輕已甚，且絲毫不能控制矣。既然如此，此單個電子可視爲雙向偏極之波，而非均強之磁場則具有雙折射介質之通性。原子柱之經過磁場，其行爲大似未偏極化光柱經過晶體之



行爲。此原子柱乃二偏極部分所合成，起初融混爲一，不可分解，迨其行入磁場，二部分所循之路徑即略有不同。第三三圖即示事態進行之步驟（可與第二九圖參看）。原子柱之截面逐漸加闊，其一邊取一向偏極，他一向則取相反之向偏極，而中部仍暫持非偏極之狀態。柱行愈遠，中部愈形膨脹，最後竟在中部遺留罅隙。於是柱遂完全析爲兩部成分矣。在柱之兩端，力場不均之度甚弱，故兩成分並不於此分離，而仍構成非偏極之柱。對於有何現象發生，此自爲甚佳之說明，然對於上端所舉陳之困難，即半數原子如何遽然順磁場而指，他一半數則逆磁場而指，仍無直接之答案，此實爲物質波動與微粒二相間關係之表徵。依此觀點而作答案，祇得謂欲知某某原子指於一向或相反之向之惟一方法，即將二種原子分開，



第三三圖 諸偏極化原子之分離

本圖所示者爲施葛二氏實驗中所得之像形成時依次之步驟。密點部分爲未經偏極，陰影部分爲已經偏極，原子磁體所指之向如箭標所示。

然此卽不啻業已假定二種原子在分開前之如何指向，是以問作答矣！

施葛二氏之實驗誠然明示原子之含有磁體矣，但是否卽證明原子磁體乃由於旋轉電子乎？曰：以量度而論，完全與旋轉電子之理論相符，而不能合於任何其他理論；但究竟係電子旋轉之磁效應，抑係電子循軌運動之磁效應，量度絕不能作堅決清晰之分辨也。爲成立電子之旋轉起見，吾人竟圖能顯示自由電子之具有旋轉，有若吾人之能顯示光之偏極然。採取與施葛二氏實驗相類之方法，以作嘗試者，固已有之，借曰無之，亦有此種建議，但詳加考察，業已明瞭此等實驗之不能見諸實行。最後波耳出而列舉理由，說明何以吾人可確然決定，凡此類實驗之基於電子之磁性者，無有能生效者。其終極之理由殊爲奧妙，所根據之原理謂物質之波動相及微粒相，吾人絕不得混而合之。波氏之論證，吾人雖不能於此述及，然須爲讀者告者，波氏說明倘吾人能直接探測電子旋轉之磁力，則吾人卽應違背此基本原理。吾人之不能爲此，係以測不準原理爲依歸。吾人必須憶及者，電子因有運動，遂施磁力，是以吾人倘欲觀察其旋轉所生之磁力，吾人必先知如何計及運動所生之力。但由於電子速率之測不準，則運動所生之力亦必測不準至某種程度，而不準之程度乃恒大

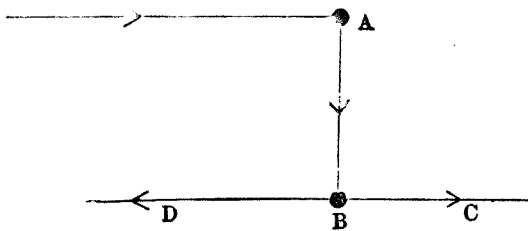
於旋轉之全部效應。

自由電子之磁性，對於電子偏極化之觀察，並無幾微之助。但尙有其他方法，由之或得察見，然迄今仍無成功之實驗也。此類實驗之最易從事者，乃以理論爲根據，而計算電子如何爲原子核所散射。莫特 (Mott) 曾說明散射之波當微受偏極化。檢定此說確否之惟一方法，即令電子受第二次之散射。莫氏說明倘一電子流受兩次之散射，而每次偏轉之度皆爲一直角，則第二次之散射即非對稱，故在第三四圖中，沿BC線及沿BD線之電子數將不相同。此一實驗，或任何其他實驗以自由電子之偏極爲根據者，迄無人克措於實行。總之此現象在理論上爲必然，但直接之證實尙缺如也。電子之偏極化與光之偏極化之異同，由上端建議之實驗，益臻明顯。倘以相似之實驗施之於光子，殊爲易事，論其結果，第二次散射沿BC者與沿BD者相等，但與紙平面垂直兩向之散射則歸於烏有。

此外尙餘一事須加考量者，即吾人之第三原始物，所謂質子者，是否亦有偏極化耳。此事之檢察，困難尤多。狄拉克用於電子之論證，係以相對性爲根據，以之應用於質子，實具有同等之力量，吾

人可幾於純全之信力聲言質子亦必具有旋轉。但同一論證即指示與旋轉質子相聯屬之磁性甚為微弱，實恰為旋轉電子磁性之 $\frac{1}{1836}$ （吾人當憶此數乃電子與質子之質量比）。自由質子旋轉之磁效應將為其運動所生之磁效應所掩，恰與前述電子之情形相同，因波耳之論證對於二者有同等之力量也。但證明質子中偏極化之存在，實有證據二大項，請略述於下。

其一以氫分子某種特異處為根據。由於氫分子中二質子之磁性，在理論上求出氫分子可以二種不同方法構造。作粗略之辨識，吾人可假設在一種中，其二質子磁體所指之向相同，而在另一種中則指相反之向；但應聲明者，嚴格言之，如此說明實有未當，真正之辨別較此奧妙多多。現經求得兩式之穩定度頗高，吾人知氣體分子無時不受碰



第三四圖 電子之雙散射

一柱電子在A點為原子核所散射。被散射之電子，有向B行者，及達於B，復遇一原子核。又受散射。然後以沿BC及沿BD而行之電子數作比較。在先已經證明A將電子之一部分加以偏極化，且因此之故，沿BC散射之電子數與沿BD者應不相同。

撞，而在任一態中之氫分子，雖經月亘年，或猶未因碰撞而轉入他一態中。實則理論已指示吾人，謂通常之氫氣實應爲兩種氣體之混合物，在通常情形下，二者即使互相轉變，亦至爲遲慢。此業由實驗而證實矣。欲得單獨一式之氫，在極冷度之作用下，亦爲可能之事，如再聽此低溫度增高，則生一種之氫，在某幾方面，有異於常，且須累月經年，方始返原狀。此種化學上令人驚異之事實，乃由純粹物理學中最奧妙論證之一所預言，而其經證實即足表見質子具有與電子同式之偏極化。

他一方法，由之可得實驗上之證據，即爲用質子以擾原子中電子運動所生之效應。在原子核黏合之質子及電子，其磁性可不完全抵消，故二者可發生一微弱之磁場。此磁場將擾及原子之外層電子之運動，而微變其能級，尤關重要者爲將每一能級裂而爲二，或二以上之能級，其情形與柴曼效應中外加磁場所生者相彷彿。爲多數元素，業經察見其光譜顯有所謂超精細構造，每一能級實係數能級所組成，其相聚之近，僅足令人察見其實係分離而已。由此種能級之排列，即可推斷原子核之爲何種磁體，明已不成問題，概括言之，理論上之預測亦已徵實不誣。惟應行聲明者，在原子核中，似有數種與磁性相連之異事，迄今猶未獲得解釋也。

## 第七章 碰撞

迄於此處，吾人所討論者，僅乃單個電子之問題，此一電子，或孑然自立，或處於其他假定爲怠惰之物體所生之力場中，諸物體雖影響及於被研考之電子之運動，然並不反爲電子所擾動。如此說法當然並非完備。牛頓曾言：每一作用必喚起一相等相反之反作用，而惟當此反作用所生之影響適爲微小時，吾人方能避去加以考量而不失爲正當。故現在吾人必須討論，二或二以上之電子或質子受同等待遇時，其行爲又將何如。

吾人業見倘視電子爲在空間中行動之波羣，電子之多數特性即可由之表出。似此則當有二電子時，吾人或難免惑於此說，而假定有二波羣，均在空間中行動。但此實無濟於事，蓋二波羣實僅乃較爲複雜之單波羣，然而二電子在根本上與一個電子不同。爲對於二個電子之波作正確無誤之處理，須有兩重空間，依數學家所用之術語，須有六因次空間。當然，實在並無六因次，但數學家以

爲循此方式，則措思發言，皆徵便利耳。爲尋常之用，吾人所能造最肖似之意像，約如下述。爲電子波之簡略表現，吾人可取紙一頁，繪一波羣於其上。誠然此僅係在二因次中，然吾人苟領會二因次，則三因次之了解較爲容易。說明兩個電子之行爲，並非於一頁紙上繪二波羣，而係取紙二頁，於每一頁上繪一波羣，以第二頁重於第一頁上。當波之運動廣續前進，其在每頁上所繪之斑痕各限於在本頁上行動，不得由一頁轉換至另一頁。雖然如此，吾人可以設想謂每羣之墨汁能見其他一羣所爲何事，且由之遂經受一力之作用。因二電子間既有推斥，吾人卽能謂每頁上之斑痕遂有接近之傾向。此爲說明二微粒行爲之一道。其應用限於二微粒相臨不太切近之例，但吾人所將遇之事例，情形並不如此簡單，且在此等例中亦不能將六因次分爲一雙三因次。余現所處之困難，在所須解釋之觀念，在數學上，以多因次幾何學之術語表之，固不甚棘手，而欲求物理上之了解，則決不如此之易也。

現在尙餘一事，厥爲作一種詮釋，以令吾人得由用微粒表意之日常言語而了解發生之情事。吾人可問之問題類如下述：在某一時刻，取一區空間，欲求得二電子同在該區中之機會爲何，或任

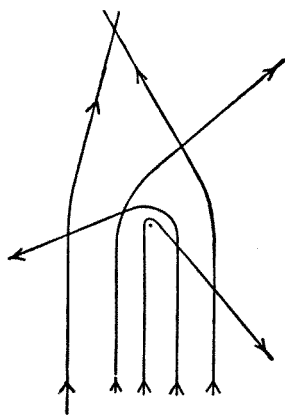
一電子單獨在該區中之機會爲何，或並無一個電子在該區中之機會又爲何。此處吾人所須思及者當然爲日常經驗之空間，由之而作詮解，極爲自然。吾人欲作說明，可意想相重兩頁紙上之運動忽然停止，然後將每頁上正在搜求電子之區域割下。在該時刻，倘兩頁皆黑色頗濃，則或者得有二電子，倘一黑一否，則得一電子，倘兩頁皆白，則無一電子。此僅乃一特例，然對於一號電子在A區中，而二號電子在B區中之機會爲何一問題，亦能依然作答。用數學之術語，以示六因次波之強度，吾人謂其爲二電子在尋常三因次空間中位置之聯合可期率。

吾人以下所討論之事物，類爲二自由微粒之碰撞。爲便利起見，當首先考量二微粒一輕一重，重者不受移動，而作碰撞之情形。爲此所作之實驗，當發送一注電子，行經一固定之原子核。在氫原子之討論中，吾人譬電子爲取橢圓軌道繞日而行之行星，但吾人未曾述及另一可能方式之軌道，此卽彗星所能循行之雙曲線，而爲吾人現所必加研究者也。先取尋常之微粒，而考其行爲。倘電子趨近原子核所取之線爲已知，則以後之路線卽能求得；電子射近原子核，被偏轉一定之角度，然後以與趨近相同之速率飛去，以至於無窮。但吾人倘有一注微粒，則有若干在一趨近線上，又有若干



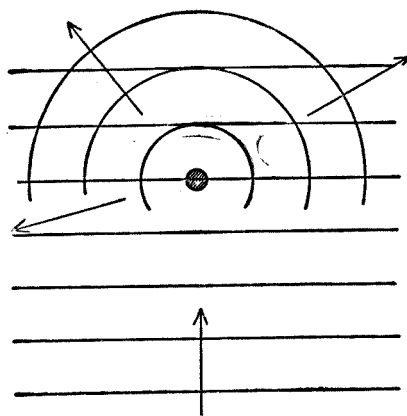
在另一線上，故所受偏轉之程度，各不相同。第三五圖所示者，即數條此種軌道。由此吾人即可推知，諸微粒沿任意之線入射，其中即有若干，假設為五十粒，偏轉之角度係在 $30^{\circ}$ 。及 $40^{\circ}$ 。之間。倘將相當於各種角度之粒數計得，則對於原子核與電子間之力之強度，所能求知者良非淺鮮。指引惹瑟福以達於原子核電荷之發現者非他，即由於應用此方法於 $\alpha$ 質點也。

電子與固定原子核之碰撞亦必有其波動相，但事實上，表示雙曲線運動之方法須異於表示橢圓運動者。今茲所有之運動系乃敞開式，敞開之意謂電子既近原子核，輒復離去也。就此種運動系言，即無所謂釐然分立之正常振動方式。吾人可以意想一實驗，其中之電子，假令因由一孔中冒出，遂有若波包行近第三五圖中諸線之一。此等電子波之行徑當與彗星之雙曲線相似，然電子波



第三五圖 電子之雙曲線軌道  
電子為原子核所偏轉，其所經之角度，依原子核去電子趨近線之距離而定。

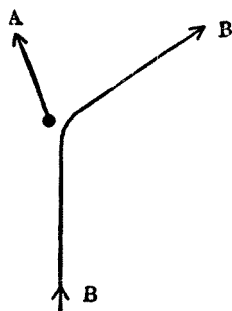
無時不向周圍散佈，故雙曲線遠退之一支，愈進愈闊，愈微模糊。但在實際上所遇各式實驗中，吾人絕對不知電子出發所循之線爲何線，故吾人以一無限平面波代表電子之波動相。欲了解有何現象發生，可取一組橫海前進之諧波爲譬；諸波行至一處，即遭逢微小障礙，譬如第三六圖中所示之固定小圓柱。此柱將對於該波組加以擾變，其結果爲重加一組由柱向外傳行之圓波，其波長則與入射波相同。就電子及原子核論，亦有相類之事發生；當電子波遇原子核時，即有一球面波由原子核向外傳行，其波長則與入射波相同。爲說明波動與微粒之關係，吾人可以設想，謂波並不知其微粒之向原子核而行相近至若何程度，故不能直告微粒所循者爲何種雙曲線，於是入射波乃不得不盡所能，而取一切可能之方向，散射爲球面波，以供抉擇焉。倘作詳



第三六圖 被小障礙物所散射之波  
 固定之障礙物將入射之平面波散射，發生一球面波，由障礙物依一切方向向外傳行。

細之解析，即得球面波在每一方向之強度，此強度之意義，可詮釋為相當於某一方方向微粒得被觀察之可期率，若論觀察之術，閃爍即其一也。總之，應行著重之點，即波動並不告知吾人有何情事發生，而其所告知者，乃一切可能發生之情事，並附以適當之可期率焉。

吾人現將為二微粒之互作用取一示範之例，先考其微粒相，然後審察如何由波動相以得相同之結果。吾人所欲取之問題可謂為檯球問題，即第三七圖中所舉示者。一微粒A靜處不動，另一微粒B則以定速被投射而與A相碰撞。就檯球論，當二球相接觸，其碰撞係取敏銳衝動之方式，但吾人無須作此種限制，吾人僅須假設，除二微粒甚為切近之時外，二者不互相施力；當其相近時，則互施之力可或為吸引，或為推斥。碰撞之結果，B受偏動而離其原來之路線，而A則被擊而離其原來之位置。二球嗣後行動之方向，擊檯球者人人知之，視其如何相碰而定，但動量及能量不滅之定理對於種種可能所加之限制甚大。請任舉一例以明



第三七圖

二自由微粒間之碰撞

A原係靜止，為B所撞。

二球後來之運動為動量不滅及能量不滅二原理所控制。

此說。二球碰撞之後，在與B之趨近線垂直之方向，絕不能有動量，因以前本毫無動量也。由此可見，碰撞以後，如A往左行，則B必往右，又吾人苟知A之運動之遲速，即能推斷B之速率。一經求出詳盡之條件，結果即昭然若揭，吾人倘知A在碰撞後所取之路線，由之即能推斷B之運動路線及A、B二者之速率。

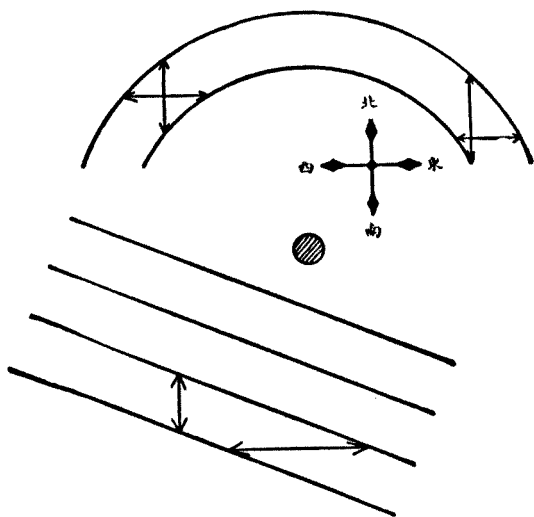
上節所述，對於任何二體碰撞，皆為的確，但吾人尚須慮及吾人不能控制電子，如擊球人之能控制一球趨近他球所沿之路線。吾人所能為者，不過對一羣A微粒發射一羣B微粒，而察其結果。由此發生之情事為各種不同之碰撞，諸A微粒有時則依一向投射，有時則依他向；但諸B微粒所行之方向，無有例外，皆為不滅定理所決定。說明此種過程，吾人可以取譬於檯球，而謂擊球人之雙目被蒙，且被迫屢屢作同一之擊法，而每次將諸球復置原處，每次記錄諸球之行爲若何。欲令此實驗更為確定，假設在某處置一鵠的而作觀察，凡A微粒射在鵠上，鵠即隨時發生閃爍。觀察人由此所得之報知，大致為每發射一千B微粒，即有若干A微粒射中鵠上，例如十個A微粒。觀察人表示此事實之方式，不外謂碰撞得發生一向鵠而行之A微粒，其機會為百分之一，但現可更進一步，將

此實驗加以精修，假設有一第二觀察人，亦有一鵠的，此鵠爲B微粒所擊中時，亦能生閃爍。倘彼將此鵠任置何處，而計閃爍之次數，彼即得知碰撞向彼所在處拋射一B微粒之機會爲何。但吾人業見每一B微粒有一A微粒與之相聯屬，第二觀察人或適逢其會，將鵠巧置一處，於是所得之B微粒恰爲由第一鵠察見之A反跳而來。苟事實如此，則兩處觀察人常將同時察見閃爍。此類實驗會施之於各式微粒，吾人以後將復涉論及之。對於此事粗略觀之，欲求較此種閃爍同時性更足爲微粒之標識者，絕非吾人所能想像得之矣。

吾人現須轉而注意於本問題之波動相矣。倘吾人對於碰撞作膚淺之觀，則說明其微粒相所取之方式當大致如下。設吾人有一入射之平面波B，射達一幾於靜止之波包A——依測不準原理之解釋，無有能絕對靜止之波包。二波相遇，於是B即被散射爲球面波，A亦同然。視此說乃A爲固定之例之推廣，或者似爲自然；但此種推廣苟爲無誤，則吾人在二確地位同時察見A及B之閃爍一實驗又將奚若乎？驟然思之，似乎吾人應期於無論何處得A及B，且無相互之關係矣。此乃因立說有誤之故；其實並無A及B兩組球面波，而僅有A及B之單組六因次之波也。

用數學方法以研考

此種波動，並非難事；但欲求一簡單幾何中類似之例，以表明六因次波應如何詮釋，方得視為二微粒運動之說明，余實愧未獲達此目的。盡吾力之所能，最佳之結果亦不過得第三八圖所示並不完美之類似之例。假設吾人一考橫海前進之波，並規定南北向屬於A，東西向屬於



第三八圖 二微粒之波動

此圖乃舉一類似之例，以表明二相碰微粒之波動相須如何處理。波長之量度，通常係與波峰線垂直，但現在所用之法乃與此定則相違。吾人朝北量波峰間之距離，謂為A之波長；朝東量之，謂為B之波長。此諸波長照常詮釋為動量。當波被散射時，尋常意義之波長雖不受影響，然A及B之波長均有變更，此即相當於碰撞中動量之互易。

B。既然如此，倘吾人朝北量相鄰波峰間之距離，即得屬於A之波長，並解其意義為相當於A在微粒相中之動量，而朝東量得之波長即表B之動量。倘此波遇有障礙，譬如插於海中之柱，即發一圓形之波，依種種方向傳出。此散射波之頻率與入射波之頻率相同，又因在微粒相中頻率代表能量，此點之意義即為在碰撞中能量不滅。現當進而考向某一方散射之波。倘吾人朝北量波峰間之距離，又朝東量之，則所得之二值顯然皆與入射波之二值不同，此言之意謂在微粒相中，A與B間業經發生動量之互易。不特此也，倘取散射波之任何其他方向吾人又得A及B之動量之一雙新值。在波動相中，一切可能之動量雙值均同時呈現於吾人，恰如在以前所考電子行經固定原子核之問題中，一切可能之碰撞皆一齊呈現。此處亦然，波動之所表示者，非將有某事發生，而乃一切有發生可能之事。波動並不告知吾人，謂「A將至此處，而B將至彼處」，但其所指示者不啻謂：「A可至任何處，吾並可告君A至任一處之機會為何；但A倘確來至此處，則B即定然往彼處」。

A與B之碰撞之研究，對於求了解微粒相及波動相二半面世界之限制，極為顯豁。倘吾人僅念及微粒相，則吾人對於大多事物，如繞射現象以及原子合成之方式等等，均不能了解。但吾人倘

僅注意於波動相，其困難又全然不同。困難非他，即在波動相中，永不見有任何情事發生也。波動殊有似於政府中之專門家顧問，其陳說於政府大員者，不外為各種建議之政策將發生何種結果，但究竟應採何種政策，從不肯自下斷語，此即在尋常公務中，殆亦非罕聞之事；由深謀遠慮之計劃而見諸實行，固非大員之決斷不可也。波動之半面世界至為明哲，以其預先見及一切可能事物故，但仍不免為僵死之世界，蓋其中絕無任何實在情事發生，必待從微粒世界所獲之觀察予以生氣而後可。一經作有觀察，應出之事件即躍然呈露，而一切可能情事之未曾實現者，即可掃而去之。

新物理學說與舊說不同之處，即在現象之觀察不僅被認為固然，且在學說中實為一策動之部分；至於此種觀點之劇變並不擾及知識之基本原理，又為吾人所當自求理解，置信不疑者也。苟非有一種觀察以告知吾人，而輒問有何情事發生，實為無意義；何以致此，因為吾人所能見到者，請舉例以明之。設吾人有作一實驗之器物，而並不作實驗；譬如觀察 A 微粒之閃爍之人，於守視之際，偶弛其注意。就吾人之本知言，則彼之注視與否，實在不能發生現象上之差別。但吾人實處兩難之境。倘此實驗毫無可以察見之輔效應，則無人能法證實此實驗是否不受缺乏注意之影響。就另一

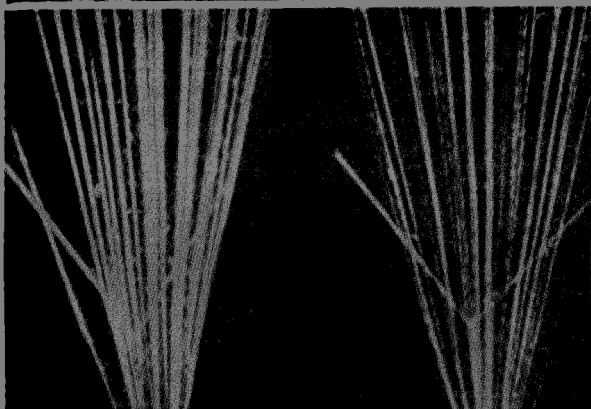


方面言，實驗中或可有相聯屬之效應，即如第二觀察人同時所見B之閃爍是。倘第二人注意較切，得見閃爍，則第一人儘有失察，吾人仍能決然無疑謂A亦曾發生閃爍；但既然如此，則吾人問題之主點業化爲烏有，蓋吾人由B之聯屬效應之觀察，明知A之生一閃爍也。新學說之哲理觀最足令人滿意之一特色，當以此爲表率之例矣。總之，苟既無直接之觀察，又無間接之觀察，以相指告，則凡以有何情事發生爲問，皆爲無意義；而一有觀察，此問又失其主點，蓋吾人不待問而知其答案也。新力學實足爲神祕主義之絕妙反調，蓋對於任何問題，苟吾人不能由觀察證實其答案，新力學即否認其有意義也。

吾人現將轉而注意於各式碰撞中之特別有趣者。以鑒於欲爲波動相求得可以想見之物理模型，頗有困難，余將僅取每式中特著之點，作簡略之說明。在圖版I>中，吾人所見之碰撞式乃檯球問題中之碰撞。其中作運動之B微粒乃一 $\alpha$ 質點（吾人當猶憶之， $\alpha$ 質點即氦之原子核），而A微粒則爲較重多多之氧原子。布拉開（Blackett）攝取之照相，所含 $\alpha$ 射線之徑跡，數在百萬以上，彼從其中獲得若干幅，所顯之各種特點爲數亦復不尠。倘 $\alpha$ 質點穿過之氣體爲氫，則 $\alpha$ 質點代



A



B

圖版V  $\alpha$  射線之徑跡

上列二幀係由不同方向攝得之徑跡照相，用意在此種平面圖電構三因次之徑跡。(攝影者：布拉開先生 P. Blackett)

A. 示一 $\alpha$ 質點與一氫原子核相碰。氫向左飛去，而較重之 $\alpha$ 質點則略向右偏助。

B. 示一 $\alpha$ 質點與一氫原子核相碰。碰後二微粒所成叉形之角度為一直角，至何者為氫之原子核，何者為却走之 $\alpha$ 質點，則不可得而言矣。

表之B微粒較氫氣代表之A微粒重四倍，職是之故，B能以高於本身所有之速率投射A。此得於版圖 $\nabla$ 中見之。倘氣體爲氦，則A與B之質量無區別；由不滅原理可以說明二者相碰後分散之路線常互成直角，此由版圖 $\nabla$ B可以證實。以此例論，絕對無法分辨，二微粒在碰撞後，何者爲B。不寧惟是，關於全同微粒之碰撞，尙有極富趣味之理論，在先完全未曾見及，直至近來始爲莫特所成立，此說對於計算碰撞後遇逢各種角度之比較頻率，以視成法，有顯著之差別。吾人對於此說將於次章中詳加討論。其可於此述及之點，即 $\sigma_{\text{coll}}$ 。碰撞之數實倍於吾人所始料者，而多出之數必取償於其餘之角度內，故在其餘角度中，爲數則較稀。

第二種碰撞亦與 $\alpha$ 質點有關。吾人言及 $\alpha$ 質點，每視若波動，然顯示徑跡之照相，則堅指每一徑跡實類彈丸之路線，並無絲毫與波動相似之處。倘吾人一考 $\alpha$ 質點在鏽中之來源，則情事更堪驚異。嘉茂 (Gamow) 曾爲此現象，由波動相之觀點，立一完美之理論。嘉茂之說，大旨謂 $\alpha$ 質點乃封於球形盒內之波動，盒則處於原子核中，而其包壁又爲幾於完全之反射體。 $\alpha$ 質點之波以球形對稱性往復振動，但包壁之反射既微欠完全，故少許之波輒時時浸出盒外。循是以言，由波動相以

象徵  $\alpha$  質點，實視之爲原子所發出甚爲微弱之連續波動；當吾人念及鐳之綿延存在已歷萬千年，而無時不持恆依一切方向發出球面波，則波動相與微粒相差別之異常，實由此而益顯。信如是矣，吾人又將何以解於  $\alpha$  質點徑跡之行駛急驟而形非對稱乎？其實由波動相觀點所具之答案，已足令人滿意；其似覺不甚自然者，乃由於吾人不能想像多因次空間之故。由純粹波動原理，即可證明球面波有令原子游離之機會，換言之，有機會置原子於產生水點之狀態中，而水點者，固組成徑跡之要素也；至於任何第二游離之原子將在同一直線上，且其游離又恰在第一原子之後，可期率之大，在實際上，蓋等於全定矣。

吾人須考之第三式碰撞名曰藍紹爾 (Ramsauer) 效應。其發現係由考察電子如何爲原子所散射而來。此問題業多經研究，吾人當猶憶及達維森係於察驗電子所受鎳之散射時，方始發見其所考察之散射非由於原子，而乃由於晶體。然在氣體中，原子無系統之排列，故凡觀察所及之現象，皆由於獨立之原子。以奇鉅速率行動之電子，如鐳所發出之  $\beta$  質點，對於一切礙路之物，通常係循直線逕行穿過，惟間或與一原子核或另一電子相距過近時，則偏側頗甚。行動較緩之電子更爲

易於偏側，故一柱行經氣體之電子，輒逐漸分散，因柱中電子之離去原來路線者，愈進則愈多也。但藍紹爾所發見之事實又頗足驚異，蓋在某種情形下，以甚低速率行動之電子，其被分散之度反較敏速之電子爲小也。以舊微粒說爲根據，而欲解釋此現象，似幾於不可能；在高速之散射中已證明電子與原子間有力之作用；然同此力也，如何而能避免影響及於低速之電子乎？爲使此問題易於明瞭，當設喻以描寫之。原子如何方能知電子之行動滯緩，因而聽其自在獨行，不加擾亂乎？曰：惟有覺察電子速率之一道耳。原子如何方能覺察電子之速率乎？曰：由二者相互作用之力得之。但待及力之運用得當，足以透漏消息之時，則爲害已深，電子已受偏轉矣。在波動論中，即可見此種困難之渙然消釋。廣續作設喻之描寫，吾人得謂在波動論中，每一事物對於其他一切事物無時不相知甚悉，故原子早知電子之爲緩爲急，固不至如微粒論中所推測之猝然相遇，茫然失措也。

以下吾人將轉而注意光子與電子或原子間之相互作用。說明在此等碰撞中所發生之情事，較之說明在電子碰撞中所發生者，其難更甚，蓋目前所得光及物質間相互作用之理論實不足令人滿意也。此理論之最後形式當歸功於海森伯及鮑理 (Pauli)，其內容至爲艱晦；其實即由之得

有幾希之結果，亦悉出於少數政治本問題之領袖作家之手，就鄙見所及，則感覺此說而外，尚有若干近似方法，就表面觀之，似可滿意，但創立諸法者均坦然聲明其僅爲近似，而其所近似者之爲何，又無人能道其詳矣。迄於現在，政治光子與電子相互作用者所據之原理，大約如下。初則認爲光子B所受另一微粒A之影響，甚爲微弱不足計，故吾人雖不注意A施於B之反作用，亦能求得B對A所生之效應。循是以言，既知A所受之影響，則見及A當發光；復計其所發之量，實可視爲光子B之散射部分。此種辦法之所以不失爲正當者，乃由於光子及電子間相互作用殊爲微弱之故；就大多數用途言，或者已足敷衍，但對於若干饒有深趣而又十分基本之問題，輒無從支吾而失於解答。雖然，此固爲吾人目前所有之最善方法，且吾曾言之，其於諸多事物之詮釋亦復平安也。惟用此方法以作事物之敘述，吾人即難免將波動微粒兩相混雜不清，此種勉強之混合，以電子之互碰言，已非必要，以光子與電子之碰撞言，余固不信其終爲無誤也。

論光子與電子之碰撞，吾人將取前幅提及之康普頓效應爲其第一例。就某數觀點言，此效應實爲所有碰撞方式中之最原始者，以其爲一個光子及一個電子間之相互作用也。康普頓之創見

此效應，實由於考量光子之微粒相，當時對此種革命觀念固皆詫為異聞，至於今日，亦已耳熟能詳矣。康氏假設電子為靜止，而光子則與之碰撞。光子有確定之動量及能量，二者在波動相中則表其有一定之波長及頻率。其與質點惟一不同之點即在其運動之速率常為光速，而與其動量了不相涉。光子與電子之碰撞亦為檯球問題之一例，且受動量及能量不滅律之管轄。祇須與吾人以微粒A之方向，由不滅原理，即能計算碰撞以後之運動之一切特性。但A究係循何方向運動，吾人又不得而知，因吾人對於碰撞之如何發生，不能加以控制故，然吾人之所須為者，僅在以統計方法研究大數碰撞之效應耳，倘與吾人以光子B之方向，即知其動量，於是其波長亦為已知。碰撞以後，光子之動量常小於其趨近A時之動量，因其須以動量子A故，是以散射之波長較入射者為長。在輕微碰撞中，光子僅受小角度之散射，故波長之增長亦微，但二者之碰撞如在一直線上恰正相對，以令光子被散射而恰反其原向，則波長即達其最高值。欲測定波長之變更，事實上有一極簡單之定則：當光子被反射而恰反其原向時，其波長即加長  $4.8 \times 10^{-12}$  釐米。此實一甚小之量；依吾人以前所取之比例模型，以原子半徑相當於一碼，則此長約當於二吋。欲於一碼之長度中，測得二吋之變易，

固爲比較容易，而欲於一哩中測之則甚難；故實驗之證明必須以X射線之短波爲之，倘用可見之光，則幾於不可能矣。康普頓證實某數波長之光子苟依各種角度散射，其波長之變化即如上所述。後來康氏以及他人，復用較爲精細之儀器，測出電子之反動，並由同時作光子及電子二者之觀察，證明悉合於動量及能量不滅之條件。電子與X射線相碰而作反動，所得速率之數量級約爲光速之十分之一，足資以發生較短之雲霧徑跡，其情形與吾人前見 $\alpha$ 質點所遺之徑跡頗相類。

(1)

此等結果，在發現之時，推陳除新，至足令人詫爲革命，但從新量子說之方策觀之，則極相吻合。吾適所述之諸實驗，推其極，除證實光子服從不滅定律而外，毫未供給新知。但此事尚有一部分，吾人未曾考量。吾人所證實者僅乃A微粒之運動及B微粒之運動之相聯繫，然則A作任一特殊運動與B作任一特殊運動，相偶而現之機會爲何乎？請舉例以明此意。有若干光子被散射而恰反原向，有若干則與原向成直角，復有若干則僅僅略被偏轉。在每一例中，動量及波長固爲吾人所知，但

(1) 電子徑跡之照相，欲以文字譯之，甚爲困難，故於此並不覆印一幀。



屬於各種方向之光子之比較數目，亦甚爲重要而爲吾人所欲知者，本問題之所以重要，實因由之可以說明電子及光子相互作用之力具有何種性質。以前之工作所證實者，僅爲不滅定理而已。本題發端之實驗遠在康普頓效應發現以前，係老湯姆孫 (J. J. Thomson) 所作，所用X射線之波長殊長。波長既長，則動量自小，故在湯氏諸實驗中，電子之反動可以略而不計。既然如此，用經典舊說即能求出散射之情形，而得一簡單定則。定則者，謂前方及後方之輻射相等而倍於兩旁之輻射；其所以與方向發生關係者，僅由於X射線之偏極化。波長愈短，此種簡單性即漸趨消失，而實驗及理論二者皆愈臻艱窘。此事之究竟不能於此詳述，但可便中道及者，惟有於作理論計算之時，非特須計及光之偏極，並須計及電子之偏極，方始得實驗與理論上滿意之契合。

凡能出現之諸式碰撞，以光子與電子之碰撞爲最原始，顧乃如此複雜，似足令人驚異。一部分之理由即在此種碰撞惟其如此原始，因而吾人能考見其一切底蘊，所以遂見複雜。在吾人所將考及之其他相互作用中，情形與此未盡相同，就表面觀之，遂覺較爲簡單。最簡單之例莫若光電效應。當波長確定之光射達適當之金屬面上時，即發見電子以確定之速率離面而出，電子在金屬原子

中自由來往游行，情態過於複雜，頗難詳加分析。但所有必要之知識已為能量不滅律所供給。入射之光子有確定之能量，倘被吸收，即必於他處出現。獲得此能量者乃電子之一，故電子由金屬面出射遂為可能。光電效應之得此解釋，乃出於愛恩斯坦，而此說之克負盛名，即以其為量子論積極發展最早階段之一也。

其次，吾人所考者為光子與原子之碰撞，而但取氫原子即已足。氫原子者，乃在最低能量級中之單個電子縛於一重核所組成者也。當光子與氫原子相碰，有若干不同之事態可以發生。倘光子之波長甚短，若 $\lambda$ 射線，則其施於電子之力遠超出核所施力之上，吾人所得者直為康普頓效應，換一觀點，亦可視為光電效應。倘波長殊長，則二者之力較為相埒，即有若干與康普頓效應相背離之處出現，且有過渡之事態發生，但吾人無須進考其詳。吾人現所關懷之問題，厥為可見光之光子，當其擊着原子，行為究係如何。研考此點，吾人須勿忘原子輻射之特性。吾人猶憶原子有某某能量級（即波動相中所謂正常方式），以由高能級降至低能級，遂輻射光波。<sup>(2)</sup>輻射光之能量等於二

(2) 參考第一四二、一四三頁。

相聯能級之能差，由此可見發射光之頻率亦等於二相聯正常方式之頻率差。

由微粒相言之，敘述發射即在說明能級之降低，而結局為光子之創造。與發射相對之過程為吸收，故說明吸收，必視為光子在原子中隱沒，而結局為原子中電子之能級升高。在波動相中，此諸現象之敘述方式不復如此簡單，蓋對於光子波之創造或毀滅，欲作專門之敘述，備極煩難也。但對此種困難問題，即不試求深入，吾人亦能了解吸收過程中若干饒有趣味之性質。吾人當視射達原子之光為平面波，而光被吸收之事實即證明越出原子而後，光之強度必減。光強之減弱乃由於原子之作用，故必假設原子亦發一波，其波相恰使之與原來之波起干涉作用，而勢在減低其振幅。夫原子所發之波不得僅取單向，而必遍取各向傳出，然其他方向固無備其干涉之波在；是以吾人推斷吸收之過程必與光之強烈散射相聯屬，實為無可解免者也。物質有一著知之性質，初視之似難由常理索解，而以目前立論釋之，即可暢然通曉。凡物質之對光為極不透明者輒為極佳之反射體，譬如各種金屬皆是也；所以然者不透明性之意謂吸收頗強，而反射佳勝之意謂散射強也。

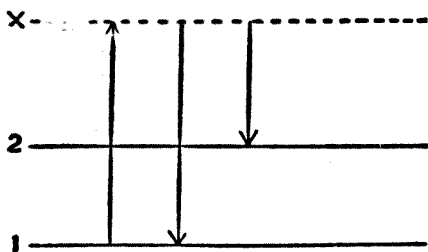
所謂共振輻射之現象乃同一事件之另一例。此種輻射可在許多汽中激發之，譬如汞汽是。取

一抽空之泡，內容少許汞汽，然後以由汞弧所發之光照射之。起作用之光適為紫外光，故了無當為人眼所見之事物；但用適宜之方法及器具，即能證明此泡對由弧而來之光周遍各方作強烈之散射。弧中之汞原子受電流之影響，由能級 1 上升至能級 2，諸原子復降而返至能級 1，遂發射  $\gamma$  之光。此光射達泡內，遇有在能級 1 中之原子，即為其所吸收，而升之至能級 2，泡中原子復降而返至能級 1，重發此光周遍各方。此為微粒相中之敘述。就波動相言，泡中原子發射之波之頻率與入射於原子上者相同，惟所具之波相恰令射經原子之波強低弱耳。因其係由原子射出，此波必為球面波，其取別種方向散射，固不言而喻矣。

最後吾人尚須舉一碰撞之例，在此例中，光子之頻率並非原子所能吸收諸頻率之一。此在自然現象中實最為熟知，因其相當於尋常光受透明物質之折射也。其過程之諳悉雖尚為完全，然欲以簡單言詞解釋之，殊非甚易之事。第三九圖即略示在此例中所遇之情事。入射之光子試行將原子之能級升高，譬如升至  $\alpha$  級，欲規定此級，只須將光子之能量加於能級 1 之能量即得。然原子在  $\alpha$  級並無固有之能級，於是立即返至原來之能級 1。其為此也，自必發光，所發之光之頻率與入射

之光相同，但此次其波相非若在吸收現象中之波相，透明之光之強度實際上毫未減少。然其波相實有變更。而通常光之折射現象即可據此而得解釋。不寧惟是，光在透射過程中多少不免受有散射，此有一例，甚為吾人所熟悉，即天空之光是也。散射波之振幅，可以天空之亮度與太陽之亮度相較，從而推知；同時另有一振幅之量度，此量度與散射波及入射波間之干涉有關，而由空氣折射之研究，即能得之。兩法之結果必當相合，但欲其相合，須知每立方釐米之空氣中有原子若干個。一立方釐米空氣中之原子數實為一基本物理數，其相當可靠之最早測定，乃瑞來(Rayleigh)所作，瑞氏之成功即用此法也。

由解釋通常折射之理論又可預見另一效應。以通常折射言，光子升至一本不存在之能級，然



第三九圖 為原子所散射之光子

光子將原子之能量升至X級，但因X並非原子能級之一，原子立即回降，而光受散射。倘原子返至能級1，吾人即得通常之折射；如返至能級2，即得拉曼(Raman)效應。

後復返原級。但光子苟不返回原級，亦爲可能之事，儘可由 1 升至 X，復由 X 降落至 2。若然，則散射光之頻率即異於入射光者，實等於入射之頻率加上或減去  $\nu_1$  之頻率。此種輻射，頻率既變，即不能與入射光相干涉，故僅被察見爲散射之光，而對於折射不生影響。此效應在理論上之被預測，爲時已有年矣。而在實驗上爲拉曼（Raman）所發現，不過三年前事耳。拉曼取汞鎧之光發送至固體或液體上，然後量散射光之頻率。固體散射之光首先爲頻率不變者，但此復有別種頻率略高或略低之光相伴。二新頻率不啻指示有甚爲相近之能級偶之存在，而由拉曼效應之研究，則可列出固體之諸能級。在拉曼效應發現以前，固體能級之列出實爲極端困難之事，蓋以其牽涉遠紅外區域之工作也。用可見光或紫外光以探察此遠紅外區域，現在已爲可能，而在專門技術上，此種辦法較爲容易多多。僅用紫外光之實驗，竟能供給攻研紅外現象者以最有效力之途徑，間接即有助於固態性質之研究，此乃新物理學確然超異之發展也。

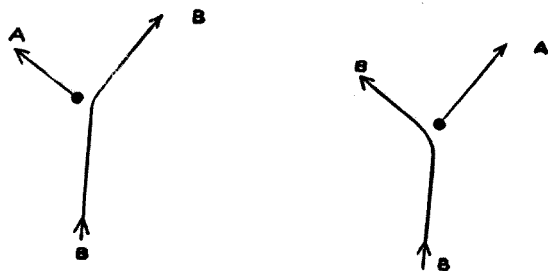
## 第八章 不相容原理

在新量子論中有一原理，浸濡及於全部問題，牽涉之廣，超於常度，然其在論中所居之地位又類孤軍突起，翹然獨異，其名曰鮑理（Pauli）氏之不相容原理，以鮑氏爲其發現人也。其餘新力學之原理莫不互相連貫，同屬於一個思想系統，一若縱無不相容原理，亦能適然進行者，然不相容原理苟真不存在，則吾人所處之世界當爲迥然不同之境界矣。此原理有主要之觀念二。其一謂無論如何絕無從分辨個別之電子，其二則於此僅能粗略言之，其大意謂電子互相引避。

吾人雖謂電子論其餘部分，即無不相容原理，亦自成一致順理之整體，然仍能求得其間之接觸點。在量子論其他部分中，吾人業見倘提出任何問題，而吾人自身不能置答，則自然輒拒絕認其有何意義，其表示之堅決劃一，蓋絕無二致也。既然一切電子絕對無別，吾人即絕不能設計由實驗以辨識一特殊之電子，故不相容原理之所堅持者，即吾人之言及電子，不應視之若有任何個性。現

請考二電子間之碰撞，如第四〇圖所示者。A初係靜止，嗣爲B所擊。一經碰撞，二者遂各分馳，所取之向則互成直角。吾人既不能爲A着紅色，B着藍色，即無法得知何者右行，何者左行。由此可見即問何者爲何，亦在所不許，但所得而言者，不過有二電子入於碰撞之狀態，二電子由之而出而已，至二者個性之問題固絕對不許提出也。不相容原理實具涵此諸條件，但其目前表示之方法將來或有顯爲笨拙之一日。其所作之說明，始則視電子若有完滿之個性，繼復證明此個性乃並不相干。欲了解此點，吾人對於含有完全相同部分之系統之特殊處，須首加考量。此即所謂互換現象是也。

一失調之鋼琴，所發之音凌亂混雜，人人皆知其不悅於耳也。琴之兩絃本當互助以發同一之音者，業已失調而發所



第四〇圖 完全相同之微粒間之碰撞

A初係靜止，嗣爲B所擊。因其質量之相等，二者分散之途徑常互成直角，且碰撞之後，何者爲A，何者爲B，亦無法辨認。

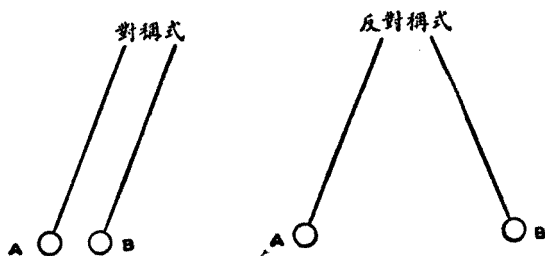


謂拍音。二者之振動頻率微有差別，故所發送之波同相者與異相者相間，故吾人所聞之音亦強弱相間。如二絃不過微有失調，則拍音緩慢，由強而弱，由弱而強，一一可得而聞；但如失調更甚，則急促相繼，馴至不可計數，其所發之聲，一片噉嘈，徒供刺耳而已。考拍音之所以發生，乃由於二絃所受之張力微有不同，然在由兩完全相同部分所合成之系統中，亦能遇及與拍音相似之現象。

假設吾人有二擺，從一切方面觀之，無不相同，均裝置於一支架上，甚相切近，惟支架並非絕對剛固不屈者。然後推A擺使作運動，而任B擺靜止。倘支架係十分剛固，A擺將繼續擺動弗息，而B擺則保持其靜止狀態。但因支架之讓步，B不免稍受影響，結果遂亦肇始運動。此後發生之現象頗堪驚異，蓋B一經開始擺動，愈擺振幅愈大，而同時A之運動反見減小，馴至B之擺動至於滿幅，而A乃入於靜止狀態。再後則運動狀態復歸於A，如此由A遞B，由B返A，繼續迭為消長，迄於動能耗盡，運動遂全然停止。

此種情形之理由實易於了解。二擺所成之系統，與所有其他振動系相似，亦有若干正常振動方式，但諸方式皆屬於全系，非謂一式屬於A之運動，而他一式屬於B之運動也。第四一圖所示者

即此等方式，在一式中，A及B同時向左作相等之擺動，而在他一式中，A及B亦作相等之擺動，但一向左時，他者即向右。欲辨別此二方式，余將爲之各命一名。以此二名施之於擺，其意義誠不甚明瞭，然因其常用於量子論中，故採用於此，以資便利。二名一爲對稱方式，一爲反對稱方式。此二方式各有其振動頻率，相差不多，但確有差異，蓋支架讓步之效應在二式中各不相同也。上端吾人所述之運動，其中A及B一動一靜，間爲起伏，實即此二方式重疊而得之結果。在某一時刻，二方式之相有一定之關係。倘就相之關係論，A對於二式同時皆係向左，則B對於一式爲向左，而對於他一式爲向右，故依重疊原理，B爲靜止。後來因二式頻率之微異，遂致發生相反之

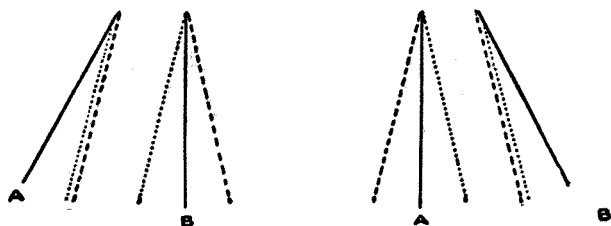


第四一圖 二等擺之正常方式

如二擺完全各自獨立，則其方式可首作爲有A無B之運動，次作爲有B無A之運動。一旦二擺互有關連，無論如何鬆懈，其正常方式即如圖中所示。吾人須假定A略在B之前，庶絕不致互相碰撞。

情形，就A而論，二式之相相反，故就B而言，二式之相相同，究其結果，則運動狀態且已全歸於B。第四圖即示此等互換運動之現象。吾人倘以二擺間運動之互換比之於鋼琴二絃之生拍音，未嘗不可，不過宜加注意者，類似之處不在一絃與一擺相當，乃在每絃與二擺系統之每一方式相當耳。在二擺系統中，其共相成拍者乃二方式而非每方式中之二擺也。

以上所舉二擺之例，其所顯示者乃一普遍之原則。二完全相同之振動系，當其共有關連時，所具之正常方式有二類，一為對稱的，一為反對稱的，每類之頻率略有差別。在對稱方式中，二部分同時有



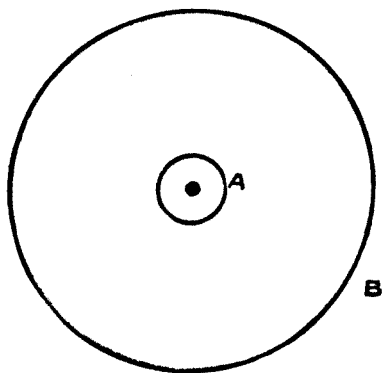
第四二圖 二擺間運動之互換

實際上之運動乃二正常方式所重疊而成。對稱方式以密點之線表之，反對稱方式以短畫線表之，而二者合成之運動則以實線表之。在圖之左方，就A言之，二式係互相加強，就B言之，則為互相抵消，故祇A作擺動。由於二式頻率之略異，二擺之系統後來遂入於右方所示之狀態，即B作擺動而A為靜止之狀態。

相同之相，而在反對稱方式中，其相則相反，如二部分之一，於他一部分靜止之時，受力開始運動，則將有拍發生；所作之運動將被往復遞接於二系統之間。倘對稱及反對稱二方式之頻率近於相等，則拍數緩慢，此種情形在二系統之關連薄弱，以致其相互影響因之微小時，即可驗證其然也。在關連密切之情形下，諸方式之頻率可以相差頗甚，於是拍數急驟，甚或幾至於不復能辨其為拍，但對稱性及反對稱性之特殊處固依然保持弗變也。

吾人將引入互換現象，以應用此原理於原子中之二電子，但起初仍假定吾人能對於二電子加以分辨。後來對此模型將切實修改，以解除此種條件。氫原子之核有四質子及二電子，故其淨荷為2，是以在核外尙能另外縛住二電子。吾人將設想此二電子依次運送近核，並舉一例，以考對之究能作何安置。對於第一電子，氫核除本身所具之淨正荷二單位外，並無其他電荷，故能依以前為氫原子所述構造方式之任何一種，而加以縛住。其唯一不同之點即在氫核之淨荷為2，而氫核之淨荷為1，其有心力因之較強，於是其相當之方式亦將為與核更為切近之方式。吾人姑謂第一電子受縛所取之方式乃相當於第一圓形軌道之方式。次則受縛者當為第二電子，吾人將假設其亦

受縛於一圓形軌道上，但離核殊遠。在去核遼遠之處，第一電子所施之力幾若從核心而來，故就實效而言，核荷為1，有似氫核，而第二電子所取之圓形軌道之位置乃同於氫原子中電子軌道之位置。第四三圖所示即二電子軌道之簡圖。為求簡單，故畫線以代表軌道，其實當如第二五圖，畫作朦朧之環也。不特此也，吾人尤須勿忘，二方式雖畫在同一平面上，實則當設想其在各別之紙上，一頁為另一頁所覆蓋。內層之電子既去核甚近，以致外層之電子在比較上對之僅施甚為微弱之力，故二電子間之關係亦復微弱，而就外層電子言，則內層電子所施之力，以視內層電子倘恰在核心所施之力，常幾於相等。



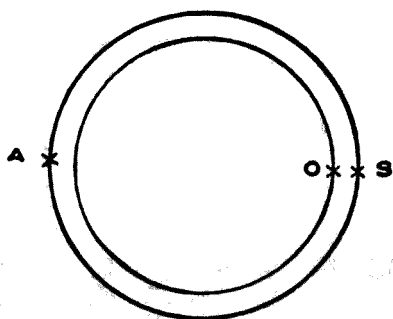
第四三圖 原子中之二電子

圖中二圓示電子A及B之軌道，實則不當為圓線而當為朦朧之環形。二方式所生之拍，則以兩電子依一定週期互換位置代表之。

吾人更須記取，二方式之最大強度雖在第四三圖所示之地位，然在事實上，每一方式各有幾微之強度瀰漫全部空間，因是之故，設若吾人用顯微鏡以尋覓電子A，則最有察見機會之處厥爲A圓之附近，但在任何其他處所亦有見及電子A之機會，不過機會甚微耳。吾人之舉此例，意在注重一點：在波動論中，非如普通力學中之情形，並無嚴格之障礙以阻止電子之波發見於出人意外之處所，而僅有可期率或不可期率。至是吾人當計及互換現象矣。吾人於此，以A與B依一定週期互換軌道之事實，爲此現象之代表。此實有類於二擺運動之往復遞接。祇須有二電子間發生相互作用之事實，則二電子之當依週期以互換位置，已爲動力學上所必需。此處二電子間之關連微弱，故互換並不頻數。吾人前曾假定，當吾人察見電子A時，卽能辨識其爲A而非B，現爲結束上端討論之所得，仍繼續作此假定。若然，則在任何處吾人皆可發見A，但起初A在內圓一點上之可期率頗高；半拍以後，則其在外圓上之可期率之高亦正相埒；迨及次一半拍，又返至內圓，週而復始，循環不已。至於電子B，則適相反，A如在內圓上，B卽在外圓上；A在外圓上，B卽在內圓上。

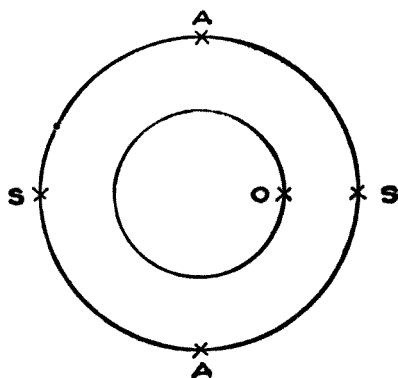
當吾人之述二擺運動也，曾見除實際現象之說明外，尙有另一方法，卽用二種正常方式之生

拍以作說明。以此例彼，亦復同然。惟欲爲釐然有別之二種方式之任一種，想像其物理之運動，則絕非易易。吾人曾見，以氫而論。當一電子波取正常方式時，則在圓周任一點上，皆有察見電子微粒之機會，其可期率皆相等，吾人可爲此點作簡括之說明，謂電子無時不佈於其軌道之全部上。同樣之說明亦合於吾人現所討論之例。在二正常方式之任一種中，A及B二者均無時不佈於其軌道之全部上，而此處之軌道實兼含二圓。以單個方式論，即無有拍，故如吾人於任何時尋覓電子A，則發見其在內圓或在外圓上之可期率實相等。二方式間之區別，極易以數學方法表示之，但欲加以想像，則非甚易。最妥之說明有如下述。假設吾人用閃發X射線照相，在同一時刻尋覓二電子。若然，吾人雖可於任何處察見電子，但察見一在內圓上而一在外圓上之可期率實較爲甚大。倘進而追究對稱性或反對稱性之問題，則由二電子勢在處於兩圓上之何處，便得明其爲對稱或反對稱，但大多數之二圓組論，可期率之比較差異實甚微也。苟欲察其區別，最好取相當於相鄰二圓之兩方式，而不取一圓近核而一圓遠距之方式。所謂相鄰二圓者，即電子在第一圓及第二圓上，其角動量之差恰爲單個量子也。第四四圖即示此例。倘見一電子在內圓O點上，則在對稱方式中，他一電子應



第四四圖 電子之對稱性及反對稱性

圖中二電子所取之軌道，角動量相差為一量子。倘察見一電子在O點，而原子取對稱方式作振動，則他一電子將在S點察見之可期率最大；倘原子取反對稱方式則他一電子將在A點察見之可期率最大。



第四五圖 電子之對稱性及反對稱性

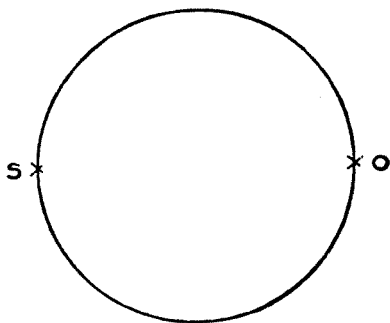
圖中二電子所取軌道，角動量相差為二量子。其中一個電子係察見在O點。如方式為對稱，則對於他一電子為最可期之處所乃在S；如方式為反對稱，則在A。

在S點之可期率最大，而在反對稱方式中，應在A點之可期率最大。似此，吾人可為此二種方式之特性作粗疎之擬喻，謂在對稱方式中，二電子勢在相聚，而在反對稱方式中，勢在相避。此說之極其粗疎，但取兩軌角動量相差二量子之例，即可瞭然；在此例中可期之情事有如第四五圖所示。此外尚有一重要之例外，亦須述及，即吾人倘欲令兩電子處於同一軌道上，則絕無反對稱方式發生，而



僅有對稱方式，如第四六圖之所示。

吾人之論及二擺也，輒視二者若完全相同之系統，但就一端觀之，則殊不然，蓋從一切其他觀點言，無論其如何相似，二者絕不能在同一處所也。然而電子則無此差別，蓋吾人適已獲見兩電子之運動將如何完全互相覆蓋也。由此事實，遂發生一甚為重要之結果。凡作用於任一電子之力亦將作用於他一電子，至相等之程度，此則無論力之若何強烈，仍復如是。吾人實能證明，倘二電子以對稱方式始，則任何相類之擾力，儘可變更其運動方式，但實不能產生取反對稱方式之任何振動。同例，如一原子以反對稱方式始，則外加之力絕不能發生取任何對稱方式之運動。據此，倘吾人想像一原子，當其創生於世界之始，即取反對稱方式，則無論經何施為，或遭何浩劫，其方式將永為反對稱。且無論電子或質子之數為若干，亦



第四六圖 電子之對稱性及反對稱性  
兩電子在同一軌道上。在此種情形下，並無反對稱方式，而在對稱方式中，如一電子係在O點察見，則他一電子以在S點察見為最可期。

復如是；微粒間相互之力，苟無已在之對稱方式以藉爲開端，即絕不能產生對稱方式也。同例，倘吾人之世界，在創造之始，所有原子祇取對稱方式，則自是厥後以迄無窮，諸原子將繼續祇取對稱方式。循是以言，整個世界之行爲，吾人得分之爲二部，一爲對稱，一爲反對稱，各自持續，互不相涉也。

在本章之首，吾人曾見每思考及於二電子，吾人所取之方法，輒不免受電子具有個性之觀念之渲染；吾人又見，因從無實驗足以辨識個別之電子，此觀念實毫無保證。洵若是也，吾人倘研考兩電子之碰撞，與其取模稜兩歧之說法，謂徑跡之一可或爲電子A，否則或爲電子B，勿寧直切痛快，但求能括以一言，謂此徑跡祇是一電子，絕不須辨別其爲A爲B之爲愈也。吾人之用意，在將事件可能之道刪之但存一半；由對稱及反對稱兩種運動方式之完全各自獨立，則此一目的如何得達，已可概見矣。夫依吾人正加研考之原理之提示，而假設吾人之世界非全爲對稱，即全爲反對稱，實爲自然之事；但究屬某一方式，此原理固未嘗供給幾希之暗示也。就吾人判斷所可及者而言，取任一方式之世界皆爲完全可能，但恰在此處，不相容原理乃赫然降臨，對此疑案作確定之裁決。其裁決曰：吾人之世界乃生而爲反對稱者也。

余在上端所陳論證之程序，約略爲相關情事發現所經之途徑，亦即不相容原理應用之方之大綱，雖在目前，仍不脫此軌範，但此原理實甚玄妙，無論何人，除舉簡單之例如余所述者外，苟謂不用數學之符號方法，而真能領會反對稱運動之觀念者，吾竊未以爲然也，不特此也，吾人所取之手續，初則敷陳事態，一若電子具有個性，迨及另一階段，乃橫加反對稱性之條件，又從而否認電子有個性，笨伯之譏，殆所難免矣。爲端本之計，吾人固願能首從本來卽爲反對稱之系統着手，庶自始卽不發生個性之問題，但此種程式迄未獲得也。雖然，余之所以取電子在反對稱運動中勢在相避之觀念爲根據，而試作因陋就簡之敘述者，亦以其或者可以稍助讀者對於此原理之了解耳。

兩塊物質不能同時在固一處所，實爲最古之科學通則之一；定此通則者誠爲有史以前之哲人，其悟及此重大之結果，或者由於幻想，然不候旋踵，因頭爲石斧所擊，遂得實際之證實矣。後來之哲人往往認不可入性爲物質本有之基本性質之一。推本窮源，以此性質歸之於構成物質之最小微粒間之推斥力，固爲可能之事。但吾人現須將對於本問題之觀念，加以修正，蓋吾人業見在空間中同一部分，二電子波確能互相密合也；故吾人必求一新原理以代替不可入性之觀念。爲表白新

原理，吾人得謂二電子可在同一處所，但必不得作同一事項。此語之含混，實故如意此，但粗略言之，予意謂苟一電子所行所爲有若某一特式之波，則無他電子得爲同式之波，例如一電子在原子中正據一正常方式，則無他電子得至此境。二電子在同一軌道中無反對稱之正常方式，本係事實，適纔所陳，即相當於此事實也。

新原理之效用如何，吾人現可加以普及之觀察。設想電子A獨事其事，正怡然自得，而電子B適施施然來。但迨及B近至相當距離，A漸不自安；以懼B且侵入本境也，遂對之施推斥之力以示警告。此乃愛丁頓近來所倡理論之大綱，意在試求說明電子間之推力僅乃不相容原理之一方面。愛氏創爲此論，尙未獲推闡甚遠，論中牽涉諸多困難，無可諱言——例如一全爲對稱而非反對稱，願仍具有推力之世界，其存在固爲吾人所能想像者，卽一難也——但將不可入性之現象之兩方面，一面爲推斥，一面爲不相容原理，融而爲一，仍自爲引人入勝之嘗試也。

倘進而計及偏極化，吾人對於不相容原理及電子互力間之關係尙能更加推廣。不許二電子作同一之事之定則，毫不禁其有完全相同之波動，但須二者波動之偏極相反，現請考量電子所施

之磁力；誠然，吾人業見對於自由電子，此等磁力並非可以直接觀察，但在普概之觀中，如吾人現所陳述者，此等磁力實可許為吾人對於偏極效應所能作之最自然之說明。故吾人假設每一電子有一小條形磁體附於其上。夫二磁體間之力，乃其四極相互吸引及排斥之結果，而此等吸引及排斥又幾於抵消。因此之故，在距離遼遠時，磁力較電力微弱頗甚，但當電子互相趨近，磁力之增加較為疾速多多；此蓋由於電力有似地心吸力，依距離之反平方變異，而磁體之力乃依距離之反四次方變異也。此磁力可或為吸引，或為排斥，依二磁體如何指向而定；倘二者相鄰而指相反之向，則其間之力為吸引。在尋常之距離，二電子間之磁力較電力低微遠甚，但如二者相距不及  $10^{-10}$  釐米，則磁之吸力且勝過電之推力。

此一事實，吾人在下端對於不相容原理如何運用所作幻想之說明，即將引入應用。當電子 B 去 A 尚有相當距離時，A 便啓殷憂，而告 B 曰：「幸請遠引，吾方治吾事，固不願有侵擾者來。君正作何事，吾不能悉見，但疑有惡劇，不能冒險也。」於是 A 遂發送電力以驅 B 使去。但 B 之趨近於 A，速率或頗高，故在排斥電力能實際加以阻止之前，B 或已臨切近。至是 A 復謂 B 曰：「茲者吾能在適

當情形下視而見君，察見君乃以首向下而足向上作倒立，(1)是君絕不致擾及吾事，此乃佳地，曷歸乎來！A遂竭其磁吸引之全力以留B。所不幸者，二微粒在自由空間中苟長相依附，則能量不滅之原理且爲之破壞，故A及B於互換動量之後，又相分離。但若有第三物體如原子核者之存臨，情形卽不復如此，蓋有其他消除能量之方法也；且事實上業經發見原子中之電子大都在同一軌道上相偶成雙，但偏極相反耳。電子間之磁力尙缺直接之證據，固爲應予承認之事實，然在大多數化合物中之電子皆有相偶成雙之趨勢，亦爲化學上人所著知之事實，其何以應分如是，則吾人所作之說明，縱非理由，亦足供暗示矣。

以上爲不相容原理所作之敘述，不必視之過重，蓋該原理之整個目的在革除電子之個性，而吾人之敘述乃保之留之，猶過於公認之數學理論所許之程度，則其不必嚴格相待，概可見矣。對於將來發展之趨勢加以預測，本爲險事，但吾人未嘗不可希望，相關之理論最後所取之形式，將如下述。儘以關於波動相者論，則電子將全歸烏有，而僅存一種電汁。由波動以至電子須經一步手續；而

(1)譯者按：意謂B之磁體所指之向恰與A本身磁體之向相反。

將電汁自然分判爲個別之單位者，卽此一步；循是以言，創造電子者非他，觀察是也。夫吾人之所欲者，豈非電子自始卽不具個性乎？求合此旨，固不外取與此相類之方法也。倘以後發展果依此路線進行，則流行之理論，在若干點上，可以比之波動未發現以前之舊量子論。舊說之建立，乃由於糅雜純粹力學原理與量子化觀念而成，二者本全不相涉，而對於許多事物已獲妙解。現亦如是，以推斥力之力學原理與反對稱性之觀念相糅雜，二者亦全不相涉也，復有若干事物得以解釋盡善；吾人於此必須記取者，凡所擬議，悉屬虛想，其不甘安於目前對於不可入性觀念所作之混合表式，而求得更進一步之道者，尙無其人也。

鮑理之發現不相容原理，實在新量子論問世之前若干時。由研究光譜之特性，鮑氏遂推得此理，且表其爲影響及於原子各項量子數之定則；因在當時，並無正常方式存在之觀念，更無論對稱性矣。卽在此形式之下，鮑氏原理已獲將化學中基本問題之一，原素之週期表，加以解釋。爲鮑氏之工作作說明，以採用舊論之術語，而無須述及反對稱方式，較爲便利。求得取此辦法，吾人將想像在某一時刻原子出於神妙莫測，忽然凝結，由一組繁複之正常方式，變爲太陽系之雛形，有若干小行

星，以原子核爲居中之太陽，各繞軌道而行。卽如在第四三圖所示二電子之例中，吾人曾見，假設二者時時互換位置，在事實上乃爲正當，但原子一旦凝結，其一卽恆繞小圓而行，其他卽繞大圓。吾人必猶能憶及，作諸圓之說明，曾用三個量子數，<sup>(2)</sup>規定振動之波節面者卽此三數，但在微粒相中，三數之意義得以角動量表之。現則在三量子數之外，吾人尙須加一第四數以表偏極化，蓋循任何圓周環行之道有二，以磁體之向上或向下而分。在習慣上，用 $l$ 及 $-l$ 兩數以爲表誌。據此，則原子中每一電子皆以四量子數表誌之。吾人又曾見，當偏極相同之二電子在同一軌道上時，卽無反對稱方式而祇有對稱者；但對稱方式又爲不相容原理所不許。由此可以推知，依現在表誌之方法，在原子中，任何二電子各自所具之四個量子數，一一對比，不得完全雷同。此一定理既供吾人以探求原子構造之祕鑰，吾人將進而研考週期表之如何循此路線以獲製成。

第一元素爲氫，其原子序數爲1，故僅能容一電子。吾人業見，對於此電子可能之軌道無有定數，但原子勢在向周圍輻射能量，是以電子將降落至實有之最低能量級。此卽 $0, 0, 0, \frac{1}{2}$ 之一級，其第

(2) 參看第一三三、一三五頁。



四數可或爲  $1, 1, 1, 1$  而並不影響及於能量。此等原子行徑之有似磁體，可由施特恩葛拉赫之實驗證實之。蓋在二氏實驗中，一柱氫原子亦猶銀原子柱之裂而爲二也。原子氫乃一不甚習見之物質，因氫原子勢在兩兩偶聯以成分子之故；但原子式之氫實爲人所能造，其繼續存在之時間雖不及一秒，然卽在此短時之內，研究其性質已爲可能矣。

第二元素爲氦，其原子序數爲 2。其二電子在最低能量狀態下所據之能級爲  $0, 0, 0, 1$  及  $0, 0, 1, 1$ ，而所以得據此二級者，以第四量子數各不相同故。在此類原子中，二電子之磁力互相抵消，故在施葛二氏實驗中，一柱氫原子不受偏轉。氫原子實爲世界上最對稱之物；在氫原子中，一切方向完全互相等效。

鋰之原子序數爲 3，故吾人於此當安放一第三電子。前二電子所據之位置爲  $0, 0, 0, 1$  及  $0, 0, 1, 1$ ，不相容原理卽規定第三電子當有之量子數，其中至少一數須異於上列二組數字。第四數既僅許其具  $1, 1$  及  $1, 1$  兩值，則其餘之一必當改變。以此之故，第三電子所取之量子數爲  $1, 0, 0, 1$ ；在以循軌而行之微粒代表電子之模型中，此當爲一偏心度甚大之橢圓。鋰與氫相似，亦顯施葛二

氏之效應。

以原子序數爲4之鈹言，前三電子之軌與鋰相同，其第四電子所取之軌則爲 $1,0,0,1$ ，但次一元素硼則僅能變第二數以容納第五電子，故此電子之量子數將爲 $0,1,0,1$ 。依此等方法，每加一新電子，即佔據另一組量子數，而一面填入新電子，一面所成之元素即續續獲得不同之化學特性，譬如氛氣有十電子，吾人但憶及第一三五頁所載之定則，即可列其電子如下：

$000\frac{1}{2}$ ,	$100\frac{1}{2}$ ,	$010\frac{1}{2}$ ,	$011\frac{1}{2}$ ,	$01-1\frac{1}{2}$
$000-1\frac{1}{2}$ ,	$100-1\frac{1}{2}$ ,	$010-1\frac{1}{2}$ ,	$011-1\frac{1}{2}$ ,	$01-1-1\frac{1}{2}$

如是之低之能級至此已經填滿，無復餘地，故次一元素鈉之第十一個電子遂被迫而取 $2,0,0,1$ ，此四數所代表者乃一偏心之橢圓。鈉原子之中心完全平衡，其最外層僅有一個電子，鋰原子亦復如是，二者之相似實爲明甚，故以化學行爲而論，鈉與鋰之甚爲相近，無足異矣。

吾人現將轉至不相容原理之其他應用方面矣。吾人適見元素化學如何證明此原理之對於電子爲信而有徵，則進而問其對於質子是否同然，亦爲當然之事。此點證據之獲得固非如以前之

易，然質子之具有反對稱性，無異於電子，則為確然成立之事實也。在第六章中，吾人曾述氫氣之如何必須認為二種各別氣體之混合物，並粗略說明其差別之繫於二質子偏極之方向。適當之說明實有賴於一條件，即二質子必取反對稱方式是也。

不相容原理之另一應用係關於碰撞。當一正作運動之電子B與一固定電子A相碰撞時，二者在碰撞中之失其個性必當計及。第四〇圖中之二分圖，就微粒相論，雖屬於不同之碰撞式，然左方分圖被散射之A實能與右方分圖之B起特種干涉作用。此項干涉作用無從影響及於與二電子運動方向及速度有關之定則，蓋諸定則實為不滅原理所統治也；但在任何一對方向出現之可期率，則受有甚為顯著之影響，實一如莫特之所證明。現取一類碰撞考之，其中A及B兩電子相碰後，各取與B入射方向成 $60^\circ$ 角之向而行；此類碰撞發生之頻率，倘將反對稱性之條件略而不計，設為若干，則計及之後，即僅得其半。對於此點，實驗上並無甚強之證據，然盡現有之證據固皆為坐實理論上預測之助也。此說之證實，以由研究 $\alpha$ 質點與氦核（當然亦即 $\alpha$ 質點）之碰撞而得者，較為周到多多。關於一雙 $\alpha$ 質點之定則，以視關於一雙電子者，完全不同。一 $\alpha$ 質點含有四質子及

二電子，且由於質子及電子之皆爲偶數，二 $\alpha$ 質點，倘視之爲整體，所守之定則卽爲兩者必取對稱方式。卽此一端已令各類碰撞之可期率與前大不相同。是以 $\alpha$ 之碰撞，倘無不相容原理之存在，本爲若干，現則倍之，而在某某其他角度中之碰撞則將較稀。此等結果業在實驗上得至爲令人滿意之證實。

現在吾人轉而論及其他與不相容原理相關之問題。此原理勝利之一卽其在磁性學說上之貢獻。此則當歸功於海森伯氏。對於鐵之磁性甚強之解釋，有嚴重之困難，久爲人所覺察。夫鐵之磁性必由於億兆小磁體全指一向，人之所知也；諸小磁體之實爲電子，亦人之所知也；但諸電子何以當全體趨於一向，則無法說明矣。諸小磁體互施之力可以計算而得，然欲其僅僅供給使足數電子指於一向所需之力之千分之一，則已全然歸於失敗。茲當一察不相容原理之如何能資爲援助。現取三電子，依余以前所設之幻想而起相互作用。A及B正依一定之方式各事其事，慎於互相引避，而C適前來。當C之趨近，吾人預料A及B皆將推之斥之，以儆其來犯。但C亦當然正告A及B，彼等實處於被侵之危險中，而結果將被迫而作運動。A之被推而去也，非特須避C，亦須避B，而B固

亦被推以離C也。一雙電子之相侵誠爲推力所防止，但當C亦躡入，則不勝防止A及B相侵之任矣。適所述者，對於A、B及C之聯合效應，如何非僅爲A及B、B及C、C及A每對間之相互影響所合成，雖誠非證明，然已與吾人以暗示矣。海森伯以反對稱波動所有之適當機構攻研此問題，說明作用於每一電子磁體上之力，實非僅爲所有其他電子磁體所施之力之和，而在某種情形下，可以超出多多。此已足說明鐵之磁性，但理論猶未盡完善，蓋顯此強磁性者，惟鐵與其他少數物質，其原因何在，固無人知之也。然就廣大之觀點言，海氏之工作實喚起吾人注意於一絕端重要之事實：事實云何？曰：若干物體間之聯合影響不得僅按對合取，以爲估計也。

不相容原理之另一應用係在金屬論中，此則邵墨非爾 (Sommerfeld) 之所爲也。在此以前，欲了解金屬之如何導電，實有極爲嚴重之困難。電傳導之全部問題，業由多種不同之觀點，加以實驗之研究，而吾人所知不同之性質已不下十餘種，故困難之處，與其謂在說明一種現象，毋寧謂在爲某一現象選一說明而不致與一切其他現象以謬誤之結果。余固不能對於所有各種現象一一加以敘述，但亦必就舊日求作說明多數嘗試中所生之困難，擇一主要者論之。說明電傳導之顯然

方法，厥爲假設在金屬中每一原子解放一二電子，聽其自由，而此等電子即在金屬結晶之平面間自由運動；一經受電力之作用，諸電子即沿線而行，其運動即代表電流。如此說明電傳導殆爲不可避免之事，但在舊日理論上，對於金屬比熱之問題，即發生無從超脫之困難。

欲明此點，吾人對於物理學中之一分支，爲本書所未嘗提及者，不得不加以研考。任何物體之溫度乃由其成分原子之能量所決定，每一原子無論其爲輕爲重，其平均能量皆相同。每一成分微粒，凡能作運動者，皆索取其分內之能量。倘物質爲金屬，則不特每一原子當取其分，即每一自由電子亦各有其分。現在須加注意者，由實驗量度所得之比熱，證明當加熱於銅線令其溫度由水之冰點增至沸點時，被吸收之能量足供分配於原子，而絕不需有能量以供自由電子。似此情形，電傳導現象之所宣示吾人者，謂電子爲自由，而比熱之所告於吾人者，則謂其非自由，於是吾人遂遭一無從超脫之矛盾。直至不相容原理出，此項矛盾始告解除。倘吾人假設所有之電子初皆束縛於原子，然後逐一解放，俾其自由，則吾人所處之事態頗類於構造一單個原子之情形。被解放之電子當視爲瀰漫於金屬結晶之全部空間之波動。最初解放之少數電子，所取之方式乃低能量波動之方式，

但後來者見低能量方式業被佔據，遂不得不取能量較高之方式矣。整塊之金屬既確然滿佈電子，故無一電子能變更其方式而不侵擾其他電子。不特此也，有若干電子必具甚大之能量，因低能量方式已無餘地以容納之之故，而此能量實較原子所有者大出多多。由此推之，加熱於金屬令其溫度由水之冰點增至沸點，電子實無加能之必要，因其本有之能已較原子所有者多出遠甚也。有人曾作計算，迄於一萬度之溫度，此說依然正確；然在萬度以上，原子之能繼續增高，大至電子亦得與之分能，結果則比熱亦為之增大矣。雖然，一切金屬化汽之溫度低於萬度遠甚，故此點似非甚為重要之例外也。

為此問題作一結束，余可帶述一點，即原子亦能遇相同之現象是也，不過須在極高之密度始獲察覺耳。福勒而 (Fowler) 曾說明奇特之星有所謂白侏儒者，其內部之原子裝填極密，所行所為，與電子在金屬中之行為，頗多相似之處云。

在以前各章中，余對於事物之行為若何，曾試作一般之說明，凡與發展之歷史程序不甚相合之處，輒再三致意。倘徵之十二年來之文獻，讀者將見絕對多數之論文皆係有關於原子之構造及

關於光譜者。此等題材類皆包含許多引人迷戀之問題，但其所牽連之細節，錯綜繁複，欲於此加以申述，殆不可能。余亦未肯爲之申述。蓋竊謂其不過爲物理學家營造「物理大廈」之建築外架，大廈既立，外架即可撤去矣。現外架雖依然存在，然物理一門，既脫卻外架之羈絆，嶄然爲科學中新興之大宗，固已返至其最高無上之目的，追本窮源，以研究構成世界之終極的成分矣。夫物理學之以此項研究爲職志，而業獲偉大之成就，余已試爲說明，讀者倘因而起信，固所望也。新樹之觀點，以視人類直覺觀點之疎陋誠迥然不同，離奇可怪；但余最後所寄望者，厥有二端：第一、新觀點乃合理之觀點，實余在本書中立意爲之闡揚者，竊冀余之努力未歸於完全失敗；第二、「物質之新觀念」，儘有諸般困難，亦當爲吾人思想之所能達，毫無不可思議之處；讀者苟認爲所望非奢，其爲欣幸蔑以加矣。



