総説

REVIEWS

重粒子の非弾性衝突における位相干渉効果

Phase Interference Effects in Inelastic Heavy Particle Collisions

佐藤 幸 紀*
Yukinori Sato

(昭和55年9月29日受理)

Phase interference effects in inelastic heavy particle collisions are reviewed. Experimental results are viewed in terms of the semiclassical theory. Types of the non-adiabatic coupling mechanisms are classified. In each type of the mechanisms, examples of the interference effects are presented. Non-adiabatic transitions between molecular states result in branching of the scattering path. Interference structures in the cross sections arise from the phase difference between the branches.

1. はじめに

重粒子の非弾性衝突といっても極めて多種多様であるが、ここでは原子と原子（イオンでもよい）の衝突によって電子状態や電荷状態が変化するような過程に話題を限ることとする。このような過程をもたらす機構の一つとして、ポテンシャル曲線の交差にもとづく機構は一般によく知られている。この機構による散乱の微分断面積には位相干渉による振動構造が現われるということは Stückelberg¹⁾ の 1932 年の論文で予測されていた。しかしこの振動構造が実際に観測されたのは 1960 年代の半ば過ぎであった。ビーム技術、真空技術、粒子検出の技術の進歩を待ってこの頃から漸く本格的な微分散乱実験が始まり、実験と理論の比較の精度が飛躍的に向上した。弾性散乱に観測される量子

論的效果に関して、本誌において蟻川達男氏が解説を稿された (Vol. 25, No. 2, 117 (1977), 以後文献 I として引用する)。その続編のつもりでここでは非弾性衝突あるいは二つ以上のポテンシャル曲線が関与する衝突をとりあげ、干渉効果の実例を紹介する。

衝突の核速度 v が軌道電子の速度に比べて遅いときは、衝突時の準分子の電子状態をもとにして機構を考えるのが便利である。核間距離 R を固定すると、断熱 (adiabatic) 近似での分子の電子状態 $|i\rangle$ が決まり、そのエネルギー固有値として断熱ポテンシャル $V_i(R)$ が決まる (Born-Oppenheimer 近似)。衝突速度が十分に遅い場合には断熱ポテンシャルに沿って弾性散乱だけが起る。核速度が速くなるにつれて、電子状態は核間距離の変化がもたらす影響を受けはじめ、ついには、非断熱結合 $\hbar v \cdot \langle j | \partial / \partial R | i \rangle$ がポテンシャルの差

* 東北大学科学計測研究所 (仙台市三条町 19-1)

Research Institute for Scientific Measurements, Tohoku University (19-1, Sanjyo-machi, Sendai 980, Japan).

$|V_1(R) - V_2(R)|$ と同程度かあるいはそれ以上になってBorn-Oppenheimer近似が破れてしまう。この破れはある限られた核間距離で局所的に起る場合が多い。二つのポテンシャル曲線が接近するところで非断熱結合が局所的に大きくなるのはその一例である。非弾性過程は、非断熱結合によって分子状態が遷移することで起ると考えてよい。^{*} 遷移が局所的に起ることは、後に述べる半古典法による取扱いにとっては極めて都合がよい。核間距離が $R \rightarrow \infty$ 極限でどの分子状態がどの原子状態につながるかという相関関係とポテンシャル曲線の乗移りの場所とがわかれば、散乱の径路を設定することができ、核運動は弾性散乱の場合と類似の方法でポテンシャル散乱の問題として考えればよい。

核運動については古典力学が出发点としてよい近似になる。例えば500 eVの運動エネルギーで飛行するNa原子のde Broglie波長($=2\pi/k$, $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ は波数)は $5 \times 10^{-3}a_0$ で、原子間の相互作用が及ぶ範囲($0.1 \sim 10a_0$)に比べて小さい。質量が大きいほど、また衝突エネルギーが高いほどde Broglie波長は短くなり、波としての性質よりも粒子としての性質が

強調されて古典力学がよい近似になる。古典力学でまにあわない部分、つまりde Broglie波の位相の効果が現われる部分に対しても、古典的極限から出発する量子論の漸近解(JWKB近似)で十分正確に現象を記述できることがわかってきた。FordとWheeler⁽⁴⁾の半古典法は、付録に紹介するように、JWKB近似の位相のずれと停留位相法を組合せたものである。この方法によれば量子論の散乱振幅を古典論の散乱関数(deflection function)を用いて表わすことができる。ある一つの散乱角に対して散乱関数が二つ以上の衝突径数を与える場合に位相干渉効果が現われるという事情は弾性散乱でも非弾性散乱でも変わらない。散乱波のもつ固有の位相はそのものの単独では観測されない量であり、他の位相との干渉によってのみ観測される。次節以下で解説するように、非弾性散乱には一般に二つ以上のポテンシャルが関与し、散乱径路の分枝が生じる。一つの散乱角に対して各分枝はそれぞれ固有の位相で寄与する。言い換えると、一つの散乱角に対して各分枝の散乱関数が異なる衝突径数を与えることになり、干渉効果が現われる。

Fig. 1. Lorentsらが用いた装置(文献5, 6)。低エネルギーイオン原子衝突の微分散乱測定のための装置の基本形。

^{*}この考え方は断熱近似にもとづくが、一方、“adiabatic”表示では、結合要素 $\langle j|\partial/\partial R|i\rangle$ をできるだけ小さくする代りに電子に対するハミルトニアン H^e を対角化することをやめてしまうので(文献2, 3)、遷移は H^e の非対角要素 $\langle j|H^e|i\rangle$ を通して起り、対角要素 $\langle i|H^e|i\rangle$ が核の運動を支配するポテンシャルの役割を果たす。断熱表示ではポテンシャルの非交差則から、avoided crossingとかpseudo crossingと呼ばれるが、adiabatic表示ではポテンシャルの対角要素は交差することが可能なので、ここでは単に交差(crossing)と呼ぶことにする。Landau-Zenerの遷移確率も、2・3節で述べるDemkovの遷移確率も、adiabatic表示でのポテンシャル行列 $\langle i|H^e|i\rangle$ を用いて表わされているとみなすことができる。

2. 微分断面積に見られる干渉効果

2.1. g-u 振動

前節でも述べたとおり、1960年代の中頃から漸く精密な微分散乱測定が開始されたが、中でも米国のStanford研究所(SRI)でイオンビームを用いた一連の先駆的な仕事が行われた。SRIのLorentsら^{5,6)}が使用した装置は数 keV 以下のイオン-原子衝突を調べ

Fig. 2. $\text{He}^+ - \text{He}$ 衝突の弾性散乱微分断面積 (文献 5). 衝突エネルギーは実験室系で 20 eV から 600 eV まで. 縦軸のスケールは衝突エネルギー毎に一桁ずつずらしてある.

るための基本的な装置なのでその概略を Fig. 1 に示す. イオン源, 散乱室, および検出系が真空容器内に設置され, 検出系は散乱イオンのエネルギー損失を調べるための静電場偏向型のアナライザーと検出器 (二次電子増倍管) から成り, 検出系全体は散乱室を中心に回転して散乱角が設定される. この装置で測定された $\text{He}^+ - \text{He}$ 弾性散乱の微分断面積を Fig. 2 に示す.

等しい核電荷を持つイオン-原子衝突では, 弾性散乱と対称共鳴電荷移行,

Fig. 3. $\text{He}^+ - \text{He}$ 衝突の弾性散乱と共鳴電荷移行散乱のためのポテンシャル曲線 (文献 7). 添字 g, u は He_2^+ 分子の電子状態が g, u 対称性に分かれるのに対応している.

とが競争的に起る. この衝突には Fig. 3 に示すように $R \rightarrow \infty$ で縮退する二つのポテンシャル $V_g(R)$ と $V_u(R)$ が関与する.⁷⁾ これは等核分子 He_2^+ の電子状態が核間軸の midpoint での反転に関して対称な状態 ϕ_g と反対称な状態 ϕ_u とに分けられるのに対応している. 最初のイオン-原子対の電子状態を ϕ_A とし, 電荷移動後の原子-イオン対の電子状態を ϕ_B とすると, 核間距離の大きいところで分子状態は

$$\phi_{g,u} \xrightarrow{R \rightarrow \infty} (\phi_A \pm \phi_B) / \sqrt{2}$$

となる. 衝突後の散乱波は g-状態を経由する部分と

u-状態を経由する部分とが重なって

$$\begin{aligned}\psi &\xrightarrow{R \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2}R} e^{ikR} \left\{ f_g(\theta) \phi_g + f_u(\theta) \phi_u \right\} \\ &= \frac{1}{2R} e^{ikR} \left\{ (f_g + f_u) \phi_A + (f_g - f_u) \phi_B \right\}\end{aligned}$$

となるので、弾性散乱と電荷移行の散乱振幅は

$$f_{AA, AB}(\theta) = \frac{1}{2} \left[f_g(\theta) \pm f_u(\theta) \right] \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで $f_{g,u}(\theta)$ はポテンシャル $V_{g,u}(R)$ による弾性散乱の散乱振幅で (文献 I の式 (2.15) 参照),

$$\begin{aligned}f_{g,u}(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp \left[2i \eta_{g,u}(l) \right] \\ &\quad \times P_l(\cos \theta), \quad \theta \neq 0, \pi \quad (2.4)\end{aligned}$$

で与えられる。(2.4) 式を Ford と Wheeler の方法 (付録参照) によって半古典法の表式に変えると、結果はポテンシャル $V_{g,u}(R)$ による散乱関数 ((A7) 式) の微分と積分を用いて表わすことができる。散乱関数 $\chi_{g,u}(b)$ を Fig. 4 に示す。ポテンシャル $V_u(R)$ は極小値をもつので、u-状態を経由する分枝から rainbow 効果 (文献 I 参照) が現われるが、この場合ポテンシ

Fig. 4. $\text{He}^+ - \text{He}$ 衝突の散乱関数。 χ_g と χ_u はそれぞれポテンシャル V_g と V_u による散乱関数。文献 7 のポテンシャルから計算した。 $S(\theta)$ は図の斜線部分の面積で、g-分枝と u-分枝の位相差に比例する。

ャルの井戸が浅いので rainbow 散乱角は非常に小さい。ある程度散乱角が大きくなると、一つの散乱角 θ に対して、それぞれの分枝から 1 つずつの衝突径数に対応し、半古典的な散乱振幅は

$$f_{g,u}(\theta) = \left[\sigma_{g,u}^{\text{el}}(\theta) \right]^{1/4} \exp \left[i \gamma_{g,u}(b_{g,u}) \right]$$

と書ける。ここで古典的な断面積 $\sigma_{g,u}^{\text{el}}(\theta)$ および位相 $\gamma_{g,u}$ はそれぞれ (A11) 式および (A12) 式で与えられる。従って過程 (2.1), (2.2) の微分断面積は

$$\begin{aligned}\sigma_{AA, AB}(\theta) &= \left| f_{AA, AB}(\theta) \right|^2 = \frac{1}{4} \left\{ \sigma_g^{\text{el}}(\theta) \right. \\ &\quad \left. + \sigma_u^{\text{el}}(\theta) \pm 2 \left[\sigma_g^{\text{el}} \cdot \sigma_u^{\text{el}} \right]^{1/4} \cos(\gamma_g - \gamma_u) \right\} \quad (2.5)\end{aligned}$$

となり、位相差 $\gamma_g - \gamma_u$ が振動構造をもたらす。半古典的等価関係 ((A13) 式, (A14) 式および Fig. A) に注意すると、位相差 $\gamma_g - \gamma_u$ は Fig. 4 の面積 $S(\theta)$ の k 倍である。散乱角 θ に断面積の一つの山があるとする、次の山までの間隔 $\Delta\theta$ は、面積 $\Delta S (\simeq (b_g - b_u) \Delta\theta)$ の k 倍が 2π となることから

$$\Delta\theta \simeq 2\pi / [k(b_g - b_u)]$$

となる。(2.5) 式によれば弾性散乱と電荷移行では振動の位相が π だけずれることになるが、このことは実験的にも確かめられている。^{8,9)}

なお Fig. 2 では、衝突エネルギーが高くなると散乱角の大きなところで g-u 振動の上に更に周期の短い振動が重なるのが見られる。これは同種粒子の散乱の場合、角度 θ への直接散乱と角度 $\pi - \theta$ への電荷移行散乱とが区別できず、両者の間の干渉が現われたものである。 $^4\text{He} - ^4\text{He}$ 系では核は Bose 粒子なので全波動関数は核の交換に対して偶のパリティを持つ。このことは核間軸に直交する対称面での反映に関して、g-電子状態あるいは u-電子状態を経由する核の波動関数はそれぞれ全対称あるいは反対称でなければならないことを意味する。核の対称性を考慮した正しい散乱振幅は

$$\begin{aligned}f_{AA, AB} &= \frac{1}{2} \left\{ f_g(\theta) \pm f_u(\theta) + f_g(\pi - \theta) \right. \\ &\quad \left. \mp f_u(\pi - \theta) \right\}\end{aligned}$$

となり、4つの位相の間の6つの干渉が生じることになる。 θ が小さいときには $\pi - \theta$ への散乱振幅の絶対値は非常に小さいのでこれを無視しても構わないが、 θ が $\pi/2$ に近づくと $f(\theta)$ と $f(\pi - \theta)$ の大きさも近づいてくるため、両者の間の干渉が観測されるようになる。

2.2. Stückelberg 振動

前述のSRIグループは引続いて $\text{He}^+ - \text{Ne}$ 衝突の励

Fig. 5. 励起過程 $\text{He}^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{He}^+ + \text{Ne}^*$ の微分断面積 (文献10). p は換算微分断面積 ($= \theta \cdot \sin \theta \cdot \sigma(\theta)$), τ は換算散乱角 ($= E \cdot \theta$). ポテンシャル交差機構にもとづく Stückelberg 振動が見られる。

Fig. 6. $\text{He}^+ - \text{Ne}$ 衝突のポテンシャル曲線 (文献36). B状態とC状態のadiabaticポテンシャルは $R_x = 1.8a_0$ で交差する. Neの励起状態を生成する過程の散乱経路が破線で示してある. 交差点の内側で散乱経路は二つに分枝する。

起過程の微分断面積に Stückelberg¹⁾が予測した振動構造が現われるのを観測した.^{10,11)} 彼等のデータを Fig. 5に示す. この過程をもたらすのはポテンシャル交差にもとづく機構 (Fig. 6) である. 衝突対はポテンシャルBに沿って近づき、最終的にはポテンシャルCに沿って離れていくが、交差点 R_x での遷移により、 $R \leq R_x$ において図のような二つの径路に分枝する. この交差点を外側から内側に向かって通過し、再びポテンシャルBあるいはポテンシャルCに沿ってもどって来てこの点を通じた後の正味のB-C遷移確率は Landau-Zener遷移確率を $P_{LZ}(I)$ と書くと、

$$W(I) = P_{LZ}(I) [1 - P_{LZ}(I)] \quad (2.7)$$

となり、この形は両方の径路に対して共通である. 位相のずれを JWKB 近似から求めるには、(A5)式の積分区間を $[R_0, R_x]$ と $[R_x, \infty]$ とに分け、Fig. 6の径路に沿ってポテンシャルを乗り換えて積分すればよい. 結果は分枝1, 2に対して

$$\phi_{1,2}(I) = \pm \Delta(I) + \eta_B(I) + \eta_C(I), \quad (2.8)$$

ただし

$$\Delta(I) = \int_{R_0}^{R_x} k_B(R, I) dR - \int_{R_0}^{R_x} k_C(R, I) dR \quad (2.9)$$

となる. ここで $\eta_{B,C}(I)$ は(A5)で与えられ、ポテンシャルB, C上の片道の位相のずれである. 二つの分枝を合わせて過程(2.6)の散乱振幅は

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) S(l) P_l(\cos \theta), \quad (2.10)$$

ただし

$$\begin{aligned} S(l) &= [W(I)]^{1/2} \left[e^{i\phi_1(I)} - e^{i\phi_2(I)} \right] \\ &= 2i [W(I)]^{1/2} \sin \Delta(I) \exp[i(\eta_B + \eta_C)] \end{aligned} \quad (2.11)$$

と書くことができる.*

再び Ford と Wheeler の方法にならって (2.10) 式を半古典的な表式に変えることができる。その際 $[(2l+1)W(l)]^{1/2}$ は停留点の近傍でゆっくり変化するものとする。二つの分枝の間の位相差を見るために、半古典的等価関係

$$\chi_{1,2}(b) = \left(\frac{\partial \phi_{1,2}(l)}{\partial l} \right) l^* = kb - \frac{1}{4} \quad (2.12)$$

によって散乱関数を求めると Fig. 7 のようになる。

Fig. 7. ポテンシャル交差機構による非弾性散乱の散乱関数。実線の $\chi_1(b)$ と鎖線の $\chi_2(b)$ はそれぞれ Fig. 6 の分枝-1 と分枝-2 に対応する。衝突径数 b_1 と b_2 が共通の散乱角 θ を与える。 $S(\theta)$ は図の斜線部分の面積である。散乱角が θ から $\theta + \Delta\theta$ まで変ると、微分断面積の振動の位相は $k\Delta S$ だけ変わる。

散乱関数は $0 \leq b \leq b_{\max}$, $b_{\max} = R_x[1 - V(R_x)/E]^{1/2} \approx R_x$ の範囲で定義される。これは遷移が交差点で起るとしているために、最近接距離が $R_0 \leq R_x$ でなければこの過程を導く経路が定義できないためである。二つの分枝の散乱関数は $b = b_{\max}$ でつながる。図の衝突径数 b_1 と b_2 が共通の散乱角 θ を与え、面積 $S(\theta)$ の k 倍が半古典的な位相差 $\gamma_1(b_1) - \gamma_2(b_2)$ を与える。結局微分断面積は

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) = & W(b_1)\sigma_1^{cl}(\theta) + W(b_2)\sigma_2^{cl}(\theta) \\ & - 2 \left[W(b_1)\sigma_1^{cl}(\theta)W(b_2)\sigma_2^{cl}(\theta) \right] \\ & \cos \left[\gamma_1(b_1) - \gamma_2(b_2) \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

となる。ここで $\sigma_{1,2}^{cl}(\theta)$ は、(A11) 式により、散乱関数 (2.12) を点 $b_{1,2}$ で微分して得られる。***

複雑な振動構造の観測例として、Delvigne と Los¹⁶⁾ によるイオン対生成過程

の微分断面積を Fig. 8 に示す。この過程には Fig. 9 に示すようにイオン性の分子状態に対応するポテンシャルと共有性の分子状態に対応するポテンシャルが関与し、交差点 R_x での Landau-Zener 遷移によってこの過程が起る。 R_x の内側で Fig. 6 に示したのと同様に散乱経路が分枝し、散乱関数は Fig. 10 のようになる。図の a と d の部分は共有性のポテンシャル、b, c, e の部分はイオン性のポテンシャルを径由する分枝に由来する。散乱角は $\theta = |\chi(b)|$ であるから、rainbow 散乱角 θ_R よりも小さな散乱角 θ に対しては 4 つの衝突径数 $b_1 \sim b_4$ が対応し、微分断面積

$$\sigma(\theta) = \left| \sum_{i=1}^4 \left[A_i(b_i) \right]^{1/2} \exp \left[i\gamma_i(b_i) \right] \right|^2$$

には 6 コの干渉項が生じる。このうち $b_1 - b_3$, $b_1 - b_4$, $b_2 - b_3$, $b_2 - b_4$ の干渉は振動の周期が実験の角度分解能よりも短かくて分離されていない。Fig. 8 で $E\theta \leq 65 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ に見られる振動構造は Fig. 10 の a-c 間の干渉、 $65 \leq E\theta \leq 250 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ の構造は b-c 間の干渉による。 $E\theta \leq 230 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ にある大きなピークはイオン性ポテンシャルの井戸に由来する primary rainbow である。更に大きな散乱角では a-d 間の干渉による構造だけが現われる。

2.3. Demkov 機構における Stückelberg 振動

ポテンシャル交差がなくてもある限られた核間距離の範囲内で非断熱結合が局所的に大きくなり電子状態

*位相のずれはこの他に交差点での遷移に付随する付加項があり、(2.9) 式と (2.11) 式の $J(l)$ を $J(l) + \bar{o}$ とするのがより正確である。付加項 $\bar{o}$ は通常 $\pi/4$ に近い値をとる (文献11, 12, 13 参照)。

***散乱関数が極小となる角度 θ_{th} の近傍では $\sigma_2^{cl}(\theta) \rightarrow \infty$ となるので (2.13) 式は使えない。この場合には単純な停留位相法の代りに一様近似 (uniform approximation, 文献14, 15) を用いた取扱いがなされる。

Fig. 8. Na-I 衝突におけるイオン対生成の微分断面積, (a) は測定データ, (b) は半古典法による計算値である (文献 16). $\tau (=E \cdot \theta)$ は換算散乱角, $\tau \leq 60 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ と $\tau \geq 280 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ に現われる構造は Stückelberg 振動, $60 < \tau < 250 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ の構造はイオン性結合のポテンシャル井戸から来る rainbow 構造である. (b) の破線で示された振動構造は Fig. 10 の d-枝と e-枝の間の干渉による Stückelberg 振動で, $\tau \leq E\theta_R \leq 280 \text{ eV} \cdot \text{deg}$ ではこの振動だけが現われる.

の遷移が起る場合が非常に多くある. 例えば $\text{He}^+ - \text{Ne}$ 衝突では, 衝突エネルギーが 500 eV 以上になると, 励起過程 (2.6) よりも電荷移行過程

(2.15)

の方が大きな断面積をもつ. この過程の微分断面積も Fig. 11 に示すようにやはり振動構造をもつ.

この過程が起るためには Fig. 6 において遷移 $B \rightarrow X$ を考える必要があるが, ポテンシャル B と X とは交差しない. Barat ら²⁷⁾ が実験と計算の両方から確かめ

Fig. 9. イオン対生成 $\text{Na} + \text{I} \rightarrow \text{Na}^+ + \text{I}^-$ のポテンシャル曲線 (文献16). イオン性結合のポテンシャル V_1 は R_x で共有性結合のポテンシャル V_2 と交差し、深いポテンシャル井戸をもつ。イオン対生成に至る散乱経路を矢印で示す。 $R \leq R_x$ で散乱経路は二つの分枝に分れる。

Fig. 10. $\text{Na}-\text{I}$ 衝突におけるイオン対生成の散乱関数。衝突径数 b の最大値はポテンシャルの交差点 R_x には χ 等しい。a と d の部分は交差点の内側で共有性のポテンシャルを径由する分枝に由来し、b-c-e の部分はイオン性結合のポテンシャルを径由する分枝に由来する。イオン性結合のポテンシャルはクーロン引力による深い井戸をもつために散乱関数にも負の部分が生じる。 θ_R は古典的な rainbow 散乱角である。 $\theta < \theta_R$ においては四つの衝突径数 $b_1 \sim b_4$ が同じ散乱角を与える (文献16)。

た結果によれば、核間距離 $R_0 \simeq 4a_0$ の近傍で B-X 間の非断熱結合が局所的に大きくなり、 R_0 近傍での B-X 遷移が過程 (2.15) をもたらす。従って前節の交差機構の場合と同様に、 $R \leq R_0$ においてポテンシャル B を径由する分枝の間ポテンシャル C を径由する分枝が共存し、二つの分枝の間の位相差が干渉効果をもたらす。微分断面積も (2.13) 式と同様の形に書くことができる。^{18,29)} ただしこの場合の遷移確率には、(2.7) 式において、Landau-Zener の P_{LZ} の代りに Demkov の遷移確率^{20,21)}

$$P_D(b) = e^{-2}/(e^2 + e^{-2}) \quad (2.16)$$

$$\lambda = \frac{\pi \Delta V(\infty)}{2\beta v} \left[1 - \left(\frac{b}{R_C} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

が用いられる。ここで $\Delta V(\infty)$ は関与する二つのポテンシャルエネルギー差の

Fig. 11. 電荷移行 $\text{He}^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^+$ の微分断面積。衝突エネルギー(実験室系)は 1.5 keV。Demkov 機構にもとづく Stüeckelberg 振動が見られる (文献17)。

$R \rightarrow \infty$ における値, β は結合行列要素 (第 1 章の(註) 参照) を核間距離の関数として

$$\langle 1 | H^0 | 0 \rangle = A \exp(-\beta R)$$

と表わしたときの減衰パラメータである。

ポテンシャル交差がない場合の遷移機構はしばしば Demkov モデルと呼ばれるが, そのほか近共鳴機構あるいは perturbed symmetric resonance²²⁾ とも呼ばれる。この機構はそもそも Stückelberg¹⁾ や Rosen と Zener²³⁾ が考察していた。ポテンシャル交差がないのになぜ非断熱結合が局所的に大きくなるかということに関して 3.1 節で再び Demkov モデルに触れることにする。

2.5. Fraunhofer 回折

前節までの半古典法では, 停留位相法で積分を行う際に遷移確率 $W(l)$ は l とともにゆっくり変化するものと仮定したが, この仮定が使えない場合もある。

部分波展開による散乱振幅

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [W(l)]^{1/2} e^{i\phi(l)} P_l(\cos\theta)$$

にもとって, Legendre 関数に対して Bessel 関数を用いた漸近式 $P_l(\cos\theta) \simeq J_0[(l+\frac{1}{2})\theta]$ ($\sin\theta \simeq 1/l$ に対して有効) を代入し, 和を積分におきかえ, l の代りに $b = (l+\frac{1}{2})/k$ を用いると

$$f(\theta) \simeq \frac{k}{i} \int_0^{\infty} b [W(b)]^{1/2} e^{i\phi(b)} J_0(kb\theta) db$$

と書ける。ここで遷移確率が

$$W(b) = \begin{cases} 0 & \dots\dots\dots b \leq b_1 \\ 1 & \dots\dots\dots b_1 \leq b \leq b_2 \\ 0 & \dots\dots\dots b \geq b_2 \end{cases}$$

のような矩形窓であるとし, $b_1 \leq b \leq b_2$ の範囲で位相のずれ $\phi(b)$ はあまり変化しないとすると, 微分断面積は

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= |f(\theta)|^2 \simeq \left[k \int_{b_1}^{b_2} b J_0(kb\theta) db \right]^2 \\ &= \frac{1}{\theta^2} [b_2 J_1(kb_2\theta) - b_1 J_1(kb_1\theta)]^2 \end{aligned}$$

となる。これは円環状の隙間による Fraunhofer 回折と同様の式である。この微分断面積には

$$\Delta\theta \simeq \frac{2\pi}{k(b_2 \pm b_1)}$$

の周期を持つ回折構造が現われる。

Wijnaendts ら²⁴⁾ は角度分解能の高い検出器を製作して, 電荷移行過程

の微分断面積を測定し, Fig. 12 に示すようなこまかい振動構造を観測した。この過程は Fig. 13 の 2Σ 状

Fig. 12. $\text{Li}^+ - \text{K}$ 衝突における電荷移行の微分断面積に見られる Fraunhofer 回折構造。上段のプロットは測定データ。微分断面積のなめらかに変化する部分を差引き, 回折による振動部分だけが示してある。中段と下段は計算値。中段は遷移確率を矩形の関数で近似した場合, 下段はより現実的な遷移確率を用いた場合 (文献 24)。

態から 1Π 状態への遷移によって起る。電子の軌道角運動量が 1 だけ違う分子状態の間の遷移は, 非断熱結合のうちの角度部分 (回転結合, rotational coupling) の相互作用によって起る。いいかえると, 核の回転運動によって断熱近似が破れる。回転結合による遷移

Fig. 13. 電荷移行 $\text{Li}^+ + \text{K}(4s) \rightarrow \text{Li}(2P) + \text{K}^+$ のポテンシャル曲線。2 Σ 状態から 1 Π 状態への遷移は回転結合により起る (文献24)。

は、核回転の角速度が最も大きくなる領域つまり最近接距離の近傍で起り易い。^{25,26)} 一方ポテンシャルエネルギーが近接していることも遷移を起すのに有利であり、Fig. 13では2 Σ と1 Π のポテンシャルは実際に交差している。従って最近接距離(衝突半径 b には $\propto$ 等しい)が交差点に近いときに遷移確率が特に大きくなる。これは遷移確率 $W(b)$ が b のある限られた範囲内で急に大きくなることを意味しており、矩形窓を用いたモデルで説明したような回折効果が現われる。

3. 積分断面積に見られる干渉効果

3.1. Smith 振動

微分断面積に見られた干渉構造は積分断面積の衝突速度依存にも現われるであろうか。一般には、全ての散乱角にわたって積分してしまうと位相干渉は相殺されてしまう。積分断面積に干渉効果が残るためには、散乱径路の分枝による位相差が生じることに加えて、この位相差が散乱角に(従って衝突半径に)あまり依存しないということが必要である。

Fig. 14はDaleyとPerel²⁷⁾が測定したアルカリイオン-原子衝突における電荷移行の積分断面積である。対称系の共鳴電荷移行

あるいは非対称系の近共鳴電荷移行

の積分断面積が規則的な振動構造を示し、振動の山は衝突速度の逆数に対して $\propto$ 等間隔に現われる。共鳴電荷移行、(3.1)、(3.2)は、2.1節で述べたように、散乱径路が $V_g(R)$ あるいは $V_u(R)$ を径由する分枝に分かれるために起る。電荷移行の積分断面積は、(2.3)式と(2.4)式から

$$\begin{aligned} Q_{AB} &= 2\pi \int_0^\pi |f_{AB}(\theta)|^2 \sin \theta \, d\theta \\ &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \left(l + \frac{1}{2}\right) \sin^2 \left[\eta_g(l) - \eta(l) \right] \end{aligned}$$

で与えられる。和を積分におきかえ、 l の代りに $b(=(l + \frac{1}{2})/k)$ を用いると

Fig. 14. アルカリイオン-原子衝突における共鳴および近共鳴電荷移行の積分断面積。振動の山の間隔は速度が大きい程広くなるが、速度の逆数に対してプロットすると $\propto$ 等間隔になる (文献27)。

$$Q_{AB} \approx 2\pi \int_0^\infty b \sin^2[\eta_g(b) - \eta_u(b)] db \quad (3.5)$$

となる。ここで位相差は JWKB 近似 (A5) 式から

$$\begin{aligned} \eta_g(b) - \eta_u(b) &= J(b) = \int_{R_0}^\infty k_g(R, b) dR \\ &\quad - \int_{R_0}^\infty k_u(R, b) dR \\ &\approx \frac{1}{\hbar v} \int_b^\infty \frac{V_u(R) - V_g(R)}{(R^2 - b^2)^{1/2}} R dR \quad (3.6) \end{aligned}$$

となる。(3.6) 式の積分では $V_u(R) - V_g(R)$ がもつ特徴的な形はそのまま $J(b)$ に現われる。 $V_u(R) - V_g(R)$ が R の単調な関数であれば $J(b)$ も b の単調な関数となり、前者が R の関数として極大(極少)をもてば後者も b の関数として極大(極少)を持つ。一般にはポテンシャルエネルギーの差 $V_u(R) - V_g(R)$ は R の増加とともに単調に減少し、位相差 $J(b)$ も b の増加とともに単調に減少する。この場合には、Firsov²⁸⁾によれば、

$$J(b_F) = 1/\pi$$

を満たす b_F を計算し、(3.5) 式の積分の上限を b_F とし、 $\sin^2 J(b)$ を平均値 $1/2$ で置きかえて積分した値

$$Q_{AB}^{(1)} = \frac{\pi}{2} b_F^2 \quad (3.7)$$

Fig. 15. $(\text{LiNa})^+$ 分子のポテンシャルエネルギー、近共鳴電荷移行 $\text{Li}^+ + \text{Na}(3s) \rightarrow \text{Li}(2s) + \text{Na}^+$ は $1\Sigma - 2\Sigma$ 間の Demkov 遷移により起る。 $R_c \approx 12.8a_0$ は遷移領域である (文献21)。

が Q_{AB} のよい近似となる。この場合の積分断面積は衝突速度の関数としてなめらかに変化し、Fig. 14 の振動構造を均した積分断面積を与える。

F. J. Smith²⁹⁾ はポテンシャルエネルギーの差 $V_u(R) - V_g(R)$ が極大値を持つ場合を考えた。この場合には位相差 $J(b)$ も b に対して単調には変化せず、 $J(b)$ が停留値をとる点 $b_s(J'(b_s) = 0)$ が存在する。積分 (3.5) に対する停留点近傍からの寄与は、停留位相法から

$$Q_{AB}^{(2)} \approx -\frac{\pi^{3/2} b_s}{|J''(b_s)|^{1/2}} \cos\left[2|J(b_s)| - \frac{\pi}{4}\right] \quad (3.8)$$

となり、この補正項が積分断面積に振動構造を与える。(3.8) の位相差 J は (3.6) 式により速度での逆数に比例するので、振動の周期は $1/v$ に対して一定となる。過程 (3.1) に関与する分子状態 $\text{Li}_2^+; 2s\Sigma_g, u^+$ のポテンシャルエネルギーを計算すると、 $R \approx 4a_0$ 付近で g -状態と u -状態のポテンシャルエネルギー差が最大となる。³⁰⁾

近共鳴電荷移行(3.3) は2.3.節で述べた Demkov 機構によって起る。この系のポテンシャルエネルギーを Fig. 15 に示す。 1Σ と 2Σ のポテンシャルは $R > R_c$ ではほぼ平行であるが、 $R \leq R_c$ で互いに離反しはじめる。これは R_c の領域で電子状態の性質が急に変化することを示唆している。 $R > R_c$ 領域の電子状態は遊離したイオン-原子対が分極力により僅かに摂動を受けた状態であるが、両者が近づくにつれて

Li 原子の $2s$ -軌道と Na 原子の $3s$ -軌道の間の交換力が大きくなり、結合性と反結合性の分子軌道が形成される。 R_c の領域はこの交換相互作用が原子状態のエネルギー差と同程度になる領域で、原子状態から分子状態へ移行する境目とみなすことができる。一般に非断熱結合はこのように電子状態の性質が急速に変化する領域で強くなり、 R_c は非断熱結合 $\langle 1\Sigma | \frac{\partial}{\partial R} | 2\Sigma \rangle$ がピーク値を持つ核間距離

である。従って R_c で $1\Sigma - 2\Sigma$ 間の遷移が起ると考えてよい。この過程の散乱振幅は2.3.節で述べたように Demkov の遷移確率 (2.16) を用いて (2.10) 式の形に

書けるので、積分断面積は

$$\begin{aligned} Q_{AB} &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) |S(l)|^2 \right] \\ &\simeq 2\pi \int_0^{\infty} b |S(b)|^2 db \\ &= 8\pi \int_0^{\infty} b P_D(b) [1 - P_D(b)] \sin^2 \Delta(b) db \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる。ここで位相差 $\Delta(b)$ は $R \leq R_c$ において 1Σ を径由する分枝と 2Σ を径由する分枝の位相差であり、(2.9) 式から

$$\Delta(b) \simeq \frac{1}{\hbar v} \int_b^{R_c} \frac{V_{2\Sigma}(R) - V_{1\Sigma}(R)}{(R^2 - b^2)^{1/2}} R dR \quad (3.10)$$

で与えられる。従って、Smith の考え方を適用すれば、 $R < R_c$ において $V_{2\Sigma}(R)$ と $V_{1\Sigma}(R)$ の差に極大があれば位相差にも停留値が生じ、積分断面積に干渉振動が現われる。LiNa⁺ のポテンシャルエネルギーの計算²¹⁾から、 $V_{2\Sigma}(R)$ と $V_{1\Sigma}(R)$ の差はやはり $R \simeq 4\text{\AA}$ 付近に極大を持つことが知られている。

3.2. Rosenthal 振動

積分断面積に干渉構造をもたらすもう一つ別の重要な機構が Rosenthal²²⁾ により提出された。これは Fig. 16 に示すように三つのポテンシャル曲線が関与する機構である。衝突対はポテンシャル $V_A(R)$ から接近し、最終的には $V_B(R)$ あるいは $V_C(R)$ 上で離れていく過程

を考える。^{*} 比較的小さな核間距離にある交差点 R_1 、 R_2 で分子状態 B、C への遷移が起るとし、更に大きな核間距離 R_3 の近傍で局所的に状態 B-C 間の非断熱結合が大きくなるとする。この結合はポテンシャル B と C との交差による場合でもよいし、あるいは Demkov 機構による場合でもよい。過程 (3.11)、(3.12) の散乱経路は分枝点が三つもあるのでいささか複雑になり、

Fig. 16. 積分断面積に位相干渉効果をもたらす Rosenthal の機構。

種々の位相差が生じる。これらの位相差のうちの一つに、 $R_2 \leq R \leq R_3$ における径路のちがいで生じる位相差

$$\begin{aligned} \Delta(b) &= \int_{R_2}^{R_3} k_C(R, b) dR - \left[\int_{R_2}^{R_1} k_A(R, b) dR \right. \\ &\quad \left. + \int_{R_1}^{R_3} k_B(R, b) dR \right] \\ &\simeq -\frac{1}{\hbar v} \left[\int_{R_2}^{R_3} \frac{V_C(R)}{(R^2 - b^2)^{1/2}} R dR \right. \\ &\quad \left. - \int_{R_2}^{R_1} \frac{V_A(R)}{(R^2 - b^2)^{1/2}} R dR \right. \\ &\quad \left. - \int_{R_1}^{R_3} \frac{V_C(R)}{(R^2 - b^2)^{1/2}} R dR \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

がある。これは $R_2 \leq R \leq R_3$ においてポテンシャル $V_C(R)$ を径由する分枝と、 $R_2 \leq R \leq R_1$ において $V_A(R)$ を径由し続いて $R_1 \leq R \leq R_3$ で $V_B(R)$ を径由する分枝との位相差である。この位相差は衝突径数 b が $0 \leq b \leq R_2$ の範囲で変化しても b に対する依存は弱い。外側の結合領域 R_3 が内側の交差点 R_2 から遠く離れるほど b に対する依存は弱くなる。その場合には (3.13) 式はおよそ

^{*} 反応のタイプはイオン-原子衝突に限る必要はなく、例えば $A + B \rightarrow A + B^*$ 、 $A^* + B$ のような過程を考えてもよい。

$$\Delta(b) \simeq -\frac{1}{\hbar v} \langle \Delta V \cdot \Delta R \rangle \quad (3.14)$$

となる。ここで $\langle \Delta V \cdot \Delta R \rangle$ は Fig. 16 において三つのポテンシャルによって囲まれた部分の面積である。この位相差から生じる干渉項は、 b に対する依存つまり散乱角に対する依存が弱いので、積分断面積にも残る。

Fig. 17 は $\text{Na}^+ - \text{Ne}$ 衝突における励起過程

の積分断面積を筆者らが測定した結果である。一回衝突の条件のもとで生成した励起状態からの発光スペクトル線 ($\text{Na}^*(3p)$ からの D 線および $\text{Ne}^*(2p^5 \cdot 3p)$ からのオレンジ線) の強度を入射イオンの加速エネルギーの関数として測定することにより得られたものである。図に見られるように振動の山の間隔は速度の逆数に対してほぼ等間隔であり、(3.14) 式から振動の周期は

$$\Delta\left(-\frac{1}{v}\right) \simeq \frac{2\pi\hbar}{\langle \Delta V \cdot \Delta R \rangle}$$

となる。過程(3.15) と(3.16) とでは、断面積の振動

Fig. 17. $\text{Na}^+ - \text{Ne}$ 衝突における電荷移行および直接励起過程の積分断面積。生成励起状態からの発光スペクトル線の強度を入射イオン速度の関数として測定して得られたものである。Na 原子および Ne 原子の生成励起状態と発光スペクトル線の波長(Å)が図中に示してある。Ne の励起状態 $\text{Ne}^*(2p^5 \cdot 3p)$ は Paschen の記号で示してある。積分断面積は規則的な Rosenthal 振動を示す。振動の山の間隔は衝突速度の逆数に対してほぼ等間隔である。

の位相が丁度 π だけずれており、一方が極大のとき他方は極小となる。これは過程(3.15)および(3.16)の生成状態へ解離する分子状態の間に非断熱結合があるときの特徴で、この結合がFig. 16の R_3 におけるB-C結合である。二つの競争する過程(3.11)と(3.12)の生成状態のエネルギー差が小さい場合には、一般的に生成状態に解離する分子状態の間にDemkov機構による結合があると考えてよく、過程(3.15)と(3.16)の場合も、 $R_3 \approx 16.5a_0$ 近傍で関与する二つの分子状態の間にDemkov結合があると考えられている。³²⁾

4. おわりに

以上比較的低エネルギーの原子衝突における非弾性散乱を対象にして干渉効果の実例を紹介した。実例を取り上げるに当っては非弾性過程をもたらす代表的な機構をなるべく言及するように努めた。共鳴電荷移行を説明するg-u splittingの機構は電子スピンの交換過程を説明するsinglet triplet splittingの機構と同様であり、Demkovモデルは近共鳴電荷移行ばかりでなく近共鳴励起移動やスピン-軌道相互作用による微細構造間の遷移にも適用できると考えられる。

干渉効果の観測は衝突の機構を探るための有力な手掛りになるばかりでなく、振動構造の周期や振幅は関与するポテンシャル曲線の形状を鋭敏に反映する。干渉効果の観測は、衝突現象を支配する動力学と相互作用の二つの面で実験と理論との比較をより精密化する刺激剤の役割を果たしてきた。実験の精度が向上し、動力学が適確であれば、衝突実験は相互作用エネルギーを決める幅広いスペクトロスコーピーとも成り得る。この意味で“collision spectroscopy”という言葉が生まれている。

ここでは干渉効果に焦点を置いたが、重粒子衝突の研究では、干渉効果をならした平均値を求めることも劣らず重要な問題であることを最後に付記したい。

付 録

散乱振幅に対するFaxen-Holtmarkの式

$$f(\theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\eta(l)} P_l(\cos\theta), \quad (0 < \theta < \pi) \quad (A1)$$

からFordとWheeler³¹⁾の方法にならって半古典的表式を導くことにする。先ずLegendre関数を大きな l ($l > 1/\sin\theta$) に対して成り立つ漸近式

$$P_l(\cos\theta) \approx \left[\frac{1}{2} \left(l + \frac{1}{2} \right) \pi \sin\theta \right]^{-1/2} \sin \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \pi/4 \right]$$

で近似し、さらに和を積分でおきかえて、(A1)式は

$$f(\theta) \approx (k^2 2\pi \sin\theta)^{-1/2} \int_0^{\infty} \left(l + \frac{1}{2} \right)^{1/2} \left[e^{i\phi_-} - e^{i\phi_+} \right] dl, \quad (A2)$$

$$\phi_{\pm} = 2\eta(l) \pm \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} \right] \quad (A3)$$

となる。(A2)式の積分は、被積分関数が l の変化とともに激しく振動して正負の部分が打消しあう性質のものである。そこで停留位相法で積分を見積ることにする。停留点 l^* は

$$\left(\frac{\partial \phi_{\pm}}{\partial l} \right)_{l^*} = 2 \frac{\partial \eta(l^*)}{\partial l} \pm \theta = 0 \quad (A4)$$

から求まる。JWKB近似による位相のずれ

$$\eta(l) = \int_{R_0}^{\infty} [k(R, l) - k] dR - kR_0 + \frac{\pi}{2} \left(l + \frac{1}{2} \right), \quad k(R, l) = k \left[1 - \frac{V(R)}{E} - \left(\frac{l + \frac{1}{2}}{kR} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A5)$$

を(A4)式に代入すると、停留点 l^* は

$$\mp \theta = 2 \frac{\partial \eta(l^*)}{\partial l} = \pi - 2 \left(l^* + \frac{1}{2} \right) \int_{R_0}^{\infty} \frac{dR}{R^2 k(R, l^*)}$$

を満たすことになる。一方古典力学では、衝突径数 b に対する散乱角(散乱関数)は

$$\chi(b) = \pi - 2b \int_{R_0}^{\infty} \frac{db}{R^2 F(R, b)}, \quad F(R, b) = \left[1 - \frac{V(R)}{E} - \frac{b^2}{R^2} \right]^{1/2} \quad (A7)$$

で与えられる。従って停留点 l^* と衝突径数 b の間に

$$b = -\frac{1}{k} \left(l^* + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A8})$$

の対応をつければ、(A6) 式は (A7) 式に一致する。つまり散乱角 θ の散乱振幅に最も大きな寄与をなす軌道角運動量 l^* は、同じ散乱角を与える古典的な衝突径数 b と同等のものになる。結局位相のずれと散乱関数の間に

$$2\eta'(l^*) = \chi(b) \quad (\text{A9})$$

の関係があり、(A8) 式と (A9) 式は半古典的等価関係 (semiclassical equivalence relationship) と呼ばれる。ここに η' は l に関する微分を表わす。 $\phi_{\pm}$ のどちらに停留点があるかはポテンシャルの性質に依存する。斥力が優勢な軌道に対しては散乱関数は正となるので ϕ_{-} が停留値をとり、引力が優勢な軌道においては ϕ_{+} が停留値をとる。

単調な斥力ポテンシャルに対しては ϕ_{-} がただ一つの停留値をとる。この場合は (A2) 式において ϕ_{-} の項を無視し、 ϕ_{-} を停留点のまわりで

$$\phi_{-} \simeq \phi_{-}(l^*) + \eta''(l^*) \cdot (l - l^*)^2$$

と展開して積分を実行する。停留点の近傍でゆっくり変化する因子 $(l + \frac{1}{2})^{1/2}$ は停留点の近傍での値を代入して積分の外に出し、定積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(\pm i a x^2) dx = \left(\frac{\pi}{a} \right)^{1/2} \exp\left(\pm \frac{i\pi}{4}\right), \quad (a > 0)$$

を利用すると (A2) 式は

$$f(\theta) \simeq [\sigma^{\text{cl}}(\theta)]^{1/2} e^{i\eta(b)} \quad (\text{A10})$$

となる。ここで $\sigma^{\text{cl}}(\theta)$ は古典的な微分断面積

$$\sigma^{\text{cl}}(\theta) = \frac{l^* + \frac{1}{2}}{\pi k^2 |\eta''(l^*)| \sin \theta} = \frac{b}{\sin \theta |d\chi/db|} \quad (\text{A11})$$

であり、また位相 $\chi(b)$ は

$$\chi(b) = \phi_{-}(l^*) - \frac{\pi}{4} = 2\eta'(l^*) - kb\theta - \frac{\pi}{2} \quad (\text{A12})$$

である。(A10) 式が散乱振幅の半古典的な表式であ

る。一つの停留点の一つの衝突径数に対応し、一つの半古典的位相 $\chi(b)$ を与える。散乱角 θ に対応する衝突径数 b が一つしかない場合には、微分断面積は $\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 = \sigma^{\text{cl}}(\theta)$ となり、半古典論は古典論と同じ結果を与える。 ϕ_{+} に停留点がある場合も同様の手順で半古典的表式が求められるが詳しくは文献^{4,34)}を参照していただきたい。

散乱関数が極値をもつ ($d\chi/db=0$) ような散乱角の近傍では $\sigma^{\text{cl}}(\theta) \rightarrow \infty$ となるので (A10) 式は使えない。この場合には上述の単純な停留位相法の代りに一様近似 (uniform approximation) が使われるがこれも詳しくは文献^{14,35)}を参照していただきたい。

半古典的等価関係 (A9) 式を積分形で書くと

$$2\eta(l^*) = -k \int_b^{\infty} \chi(b) db \quad (\text{A13})$$

となる。そこで Fig. A のように散乱関数を作図すると、半古典的位相 $\chi(b)$ は図の面積 $S(\theta)$ を用いて

Fig. A. 散乱関数 $\chi(b)$ と位相のずれ $\eta(b)$ の関数。 $S(\theta)$ は図の斜線部分の面積で、 $S(\theta) = \theta b + \int_b^{\infty} \chi(b) db$ である。

$$\chi(b) = -k S(\theta) - \frac{\pi}{4} \quad (\text{A14})$$

と書ける。散乱角が $\Delta\theta$ だけ変ると位相 χ は図の ΔS の k 倍だけ変ることになる。

文 献

- I. 蟻川達男, 質量分析, Vol. 25, No. 2, p. 117~139 (1977).
- 1) E. C. G. Stückelberg, *Helv. Phys. Acta*, **5**, 369 (1932).
- 2) F. T. Smith, *Phys. Rev.*, **179**, 111 (1969).
- 3) 蟻川達男, 鶴淵誠二, 日本物理学会誌, **32**, 313 (1977).
- 4) K. W. Ford and J. A. Wheeler, *Ann. Phys.*, **7**, 259, 287 (1959).
- 5) D. C. Lorents and W. Aberth, *Phys. Rev.*, **139**, A 1017 (1965).
- 6) W. Aberth and D. C. Lorents, *Phys. Rev.*, **144**, 109 (1966).
- 7) R. P. March and F. T. Smith, *Phys. Rev.*, **139**, A 1025 (1965).
- 8) H. H. Fleischman, R. A. Young, and J. W. McGowan, *Phys. Rev.*, **153**, 19 (1967).
- 9) J. C. Brenot, J. Pommier, D. Dhucq, and M. Barat, *J. Phys.* B **8**, 448 (1975).
- 10) D. Coffey, D. C. Lorents, and F. T. Smith, *Phys. Rev.*, **187**, 201 (1969).
- 11) R. E. Olson and F. T. Smith, *Phys. Rev.*, A **3**, 1607 (1971).
- 12) E. E. Nikitin and A. I. Reznikov, *Phys. Rev.*, A **6**, 552 (1972).
- 13) M. S. Child, *Mol. Phys.*, **20**, 171 (1971).
- 14) J. M. Mullen and B. S. Thomas, *J. Chem. Phys.*, **58**, 5216 (1973).
- 15) M. S. Child, "Atom-Molecule Collision Theory," Ed. R. B. Bernstein Plenum Press, 1979, p. 427.
- 16) G. A. L. Delvigne and J. Los, *Physica*, **67**, 166 (1973).
- 17) M. Barat, J. C. Brenot, D. Dhucq, J. Pommier, V. Sidis, R. E. Olson, E. J. Shipsey, and J. C. Browne, *J. Phys.*, B **9**, 269 (1976).
- 18) R. W. Wijnaendts Van Resandt, C. De Vreugd, R. L. Champion, and J. Los, *Chem. Phys.*, **30**, 187 (1978).
- 19) J. Grosser, *Chem. Phys.*, **30**, 187 (1978).
- 20) Y. N. Demkov, *Soviet Phys. JETP*, **18**, 138 (1964).
- 21) C. F. Melius and W. A. Goddard III, *Phys. Rev.*, A **10**, 1541 (1974).
- 22) D. S. F. Crothers, *J. Phys.* B **6**, 1418 (1973).
- 23) N. Rosen and C. Zener, *Phys. Rev.*, **40**, 502 (1932).
- 24) R. W. Wijnaendts Van Resandt, C. De Vreugd, R. L. Champion, and J. Los, *Chem. Phys.*, **26**, 223 (1977).
- 25) R. McCarroll and R. D. Piacentini, *J. Phys.* B **4**, 1026 (1971).
- 26) A. Russek, *Phys. Rev.*, A **4**, 1918 (1971).
- 27) H. L. Daley and J. Perel, Sixth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Abstracts of Papers, p. 1051 and p. 1055 (MIT Press, 1969).
- 28) O. B. Firsov, *Sov. Phys. JETP*, **21**, 1001 (1951).
- 29) F. J. Smith, *Phys. Letters*, **20**, 271 (1966).
- 30) (a) C. Bottcher and A. Dalgarno, *Chem. Phys. Lett.*, **36**, 137 (1975).
(b) W. Muller and M. Jungen, *Chem. Phys. Lett.*, **40**, 199 (1976).
- 31) H. Rosenthal and H. M. Foley, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 1480 (1969); H. Rosenthal, *Phys. Rev.*, A **4**, 1030 (1971).
- 32) J. O. Olsen, T. Anderson, M. Barat, C. Courbin-Gaussorgues, V. Sidis, J. Pommier, J. Agusti, N. Anderson, and A. Russek, *Phys. Rev.*, A **19**, 1457 (1979).
- 33) C. Falcon, L. Opradolce, and R. D. Piacentini, *J. Phys.* B **11**, 3033 (1978).
- 34) R. B. Bernstein, *Adv. Chem. Phys.*, **10**, 75, (1966).
- 35) M. V. Berry, *Proc. Phys. Soc.*, **89**, 479 (1966).
- 36) V. Sidis and H. Lefebvre-Brion, *J. Phys.*, B **4**, 1040 (1971).

Keywords

Atomic collisions
 Phase interference effects
 Inelastic scattering
 Differential cross sections
 g-u oscillation
 Stückelberg oscillation
 Demkov mechanism
 Rosenthal oscillation