쿨롱 障壁보다 낮은 에너지에서의 重이온 核融合 反應*

朴奎殷[1], 金柄澤[2]

Heavy-Ion fusion Reactions at the Sub-Coulomb Barrier

Park Kyu-eun, Kim Byung-taek

Summary

The fusion cross sections induced by heavy-ions have been studied in the basis of the customary barrier penetration model (BPM) with the incoming wave boundary condition(IWBC) and also by the direct reaction approach. The latter explained well the fusion data as well as the elastic scattering in the sub-barrier energy region, while the former underestimated the observed fusion cross sections.

The shape of the fusion potential within the framework of the direct reaction theory of fusion has also been investigated. A fusion with a smooth Fermi-type surface, treating the radius and diffuseness as parameters, is assumed. It turns out that the fusion cross sections below the barrier are very sensitive to the diffuseness for a given radius parameter. It is also found that the diffuseness should be small in order to be consistent with the concept of a direct reaction, and recently accumulated data for the spin distributions of the compound nucleus.

---

* 本 研究는 1986年度 文敎部 學術研究 助成費로 이루어진 것임.

1. 제주대학교 사범대학 과학교육과

2. 성균관대학교 이과대학 물리학과

I. 序　　論

두개의 重이온이 부딪쳐 일어나는 核反應에 있어서 總反應斷面積은 一般的으로 두개의 成分으로 잘 분리된다. 그 하나는 부딪치는 重이온의 質量은 거의 변하지 않으나, 단지 에너지만을 잃는, 소위 減衰된 散亂(Damped Scattering)을 나타내며, 다른 하나는 衝突한 두개의 이온이 서로 합쳐지는 소위 核融合(Fusion)이다. 前者는 核媒質의 운동을 動力學的으로 記述하는 多段階直接反應(Multi-Step direct Reactrion; MSDR)메카니즘에 의해 잘 說明되며 後者의 核融合은 두개의 剛體球 사이의 靜的相互作用으로 理解하려고 노력해 왔다.

一般的으로 核融合은 靜的인 一次元에서 衝突核 사이에 作用하는 두개의 이온이 만드는 퍼텐셜에 의해 形成된 障壁을 透過할 때 일어난다고 본다.[26,27] 이러한 物理的 상황하에서는 소위 障壁透過모델(Barrier Penetration Model; BPM)로서 核融合斷面積을 비교적 간단히 說明할 수 있으며 또한 豫見도 할 수 있다.[1,2] 入射에너지가 S-波의 쿨롱壁보다 낮을 때에는 障壁의 透過率을 먼저 계산하여 核融合斷面積을 계산할 수 있다. 따라서 이때의 斷面積은 이 조건을 만족하는 部分波의 寄與의 合으로 표시할 수 있다.

이 障壁透過모델은 비교적 질량이 작은 輕이온들이 충돌하는 경우에는 관측현상을 說明하는데 큰 성과를 보았다. 그러나 1970年代 후반부터 얻어지기 시작한 좀 더 무거운 중이온들의 核融合反應 실험에서 얻은 斷面積과 이 모델이 豫見한 斷面積과는 많은 差異를 보였다. 즉, 쿨롱障壁보다 낮은 에너지에서는 훨씬 작게 계산되었다.[1,10]

이러한 문제점을 해결하기 위해서 최근 여러가지 시도가 행해졌다. 그 근본적인 方法은 靜的相互作用만이 고려된 核融合 過程에 핵매질의 動力學的 운동의 효과를 첨가하고자 한 것이다. 쿨롱장벽보다 낮은 에너지 영역에서는, 核融合 과정에서 形成된 호리병形態(Neck Formation) 및 핵모형의 零點振動(Zero-Point Oscillation)의 효과를 첨가하였다. 영점진동을 고려하기 위해서 結合채널[1,9,11,16] (Coupled Channels; CC)方法이 사용되고 있다.

最近 Texas州立大學의 核物理理論 研究팀은 彈性散亂과 일치하는 核融合理論을 제시하였다.[17] 그들의 기본적인 理論 槪念은 일상 통용되는 光學퍼텐셜(Optical Potential)내의 虛數部分의 一部分인 W_F를 정의하며, 이 W_F가 核融合에 기여한다는 것이다.

本 論文의 目的은 BPM 모델에서 彈性散亂을 記述할 수 있는 소위 入射波境界條件

(Incoming Wave Boundary Condition; IWBC)[18,19]을 附與하여 彈性散亂과 核融合斷面積을 하나의 퍼텐셜 模型으로 說明하려고 시도하며, 위에서 記述한 直接反應論에 의한 方法과 비교, 분석하려는 것이다. 또한 重이온 核融合을 直接反應理論에 의해 쿨롱장벽보다 낮은 領域에서 잘 說明할 수 있음을 보이고자 한다.

II. 理　　論

II-1. 入射波 境界條件을 利用한 障壁透過모델

주어진 퍼텐셜에 의한 透過係數 T_l를 완전히 量子力學的으로 취급하기 위해 제시된 것이 소위 入射被境界條件을 이용한 方法이다.[18,19] 이 IWBC 방법은 相互作用이 미치고 있는 領域內에서 境界半徑(Boundary Radius; R_b)을 定義하고 그 R_b근처에서 波動函數中 入射波만을 고려하고, 近似的으로 WKB 近似(Wentzel Kramers-Brillouin Approximation)解를 취한 것이다. R_b밖에서 各 部分被는 R_b로부터 시작해서 이음半徑(matching radius) R_m까지 Schrödinger 方程式을 數値的으로 積分하여 얻어진다(Fig. 1). 積分의 첫 두점에서의 波動函數는 물론 위의 WKB 近似 解로부터 얻어진다. 즉 IWBC와 光學모델(Optical Model; OM)의 다른점은 OM은 各 部分波에 대해 波動函數가 核中心에서 有限한 값을 갖도록 하고 있으나, IWBC는 어떤 有限한 半徑 R_b에서 波動函數의 對數 微分값을 規定지어 주고 있다. IWBC 方法은 마치 透明퍼텐셜(Transparent Potential) 즉, 實數의 퍼텐셜내에 들어 있는 黑體球의 廻折散亂의 記述

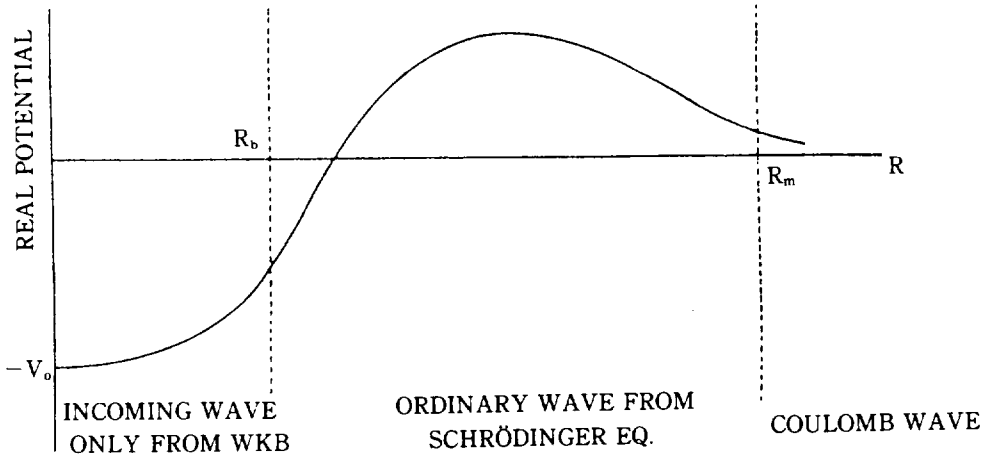

Fig. 1. Boundary Radius (R_b) and Matching Radius(R_m).

과 같으며 이는 또한 核反應에서 일어나는 "强吸收"현상을 잘 記述할 수 있는 것이다.

有效퍼텐셜 $V_{eff}(r)$내에서 이에 해당하는 局部波數(Local Wave Number)를 $k_l(r)$이라고 하면

$$k_l(r) = (2\mu/\hbar^2)^{\frac{1}{2}}(E_{cm} - V_{eff}^{l})^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

WKB 近似를 使用하기 위해서는 $k_l(r)$은

$$2\pi \frac{d(k^{-1})}{dr} \ll 1 \tag{2}$$

을 만족해야 한다. 이 조건을 만족하기 위해서 R_b는 回歸點(Turing Point)보다 훨씬 內部에 存在하여야 한다. 內部領域에서 R_b를 어떻게 선택하느냐에 따라 우리가 구하려는 位相差에 그렇게 많이 변하지 않음이 이미 밝혀졌다.[20] 반경거리가 R_b보다 작은 內部領域에 있어서 入射波만을 고려한 WKB 近似 解를

$$\chi_l(r) = t_l \sqrt{\frac{k}{k_l(r)}} \exp(-i\int_{R_b}^{r} k_l(r)dr) \tag{3}$$

로 쓰자. 여기서 $k(=\sqrt{2\mu E}/\hbar)$는 漸近的波數(Asymptoic Wave Number), t_l은 規格化 常數이다. 이때 內部領域에서는 出射波($\exp(+i\int k_l(r)dr)$)성분이 없기 때문에 外部領域에 存在하는 出射成分은 入射波가 障壁領域의 퍼텐셜로부터 反射한 것으로 생각할 수 있다. 오른쪽에서 왼쪽으로 障壁을 透過한 波動은 모두 吸收되어 마치 黑體球의 廻折現象과 같은 것이다.

外部領域에서 出射波와 入射波의 振幅의 比는 바로 反射係數 n_l이며 이는 산란계수 S_l의 절대치와 같다. 또한 투과계수 T_l와 규격화 상수 t_l과의 사이에 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$T_l = 1 - \eta_l^2 = 1 - |S_l|^2 = 4|t_l|^2 \tag{4}$$

核퍼텐셜이 定해지면 식(4)로부터 그 系를 記述하는 散亂斷面積 σ_S와 融合斷面積 σ_F를 다음과 같이 同時에 구할 수 있다.

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|1-\eta_l|^2 \tag{5}$$

$$\sigma_F = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|t_l|^2 \tag{6}$$

II-2 直接反應 理論

光學퍼텐셜에 의한 彈性散亂을 위한 Schrödinger 方程式은 다음과 같다.

$$(T_a + U_a)\,\chi_a^{(+)} = E_a\,\chi_a^{(+)} \tag{7.a}$$

$$U_a = -V_a - iW_a \tag{7.b}$$

여기에서 아래 添字 a는 彈性채널을 표시하는 것이다. 식(7.b)에서, $-V_a$와 $-W_a$는 光學퍼텐셜 U_a(a챤넬에 해당하는)의 實數部와 虛數部를 나타낸다. 그리고 $\chi_a^{(+)}$는 일그러진 波動函數이다.

식(7)를 써서 總反應斷面積 σ_R[17]는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\sigma_R = (2\pi/\hbar v_a)\,[\,\langle \chi_a^{(+)} | W_a | \chi_a^{(+)} \rangle / \pi\,] \tag{8}$$

여기서 v_a는 相對速度이다. $\chi_a^{(+)}$를 部分波로 展開하여

$$\chi_a^{(+)} = (1/k_a)\sum_{la=o}^{\infty}(2\ell_a + 1)\,\chi_{la}(r)\,P_{la}(\theta) \tag{9}$$

식(8)을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\sigma_R = (\pi/k_a^2)\sum_{la=o}^{\infty}(2\ell_a + 1)\,T_{la}\;(\equiv\sum_{la=o}^{\infty}\sigma_R^{la}) \tag{10}$$

여기서 k_a는 波數이고, T_{la}는 透過係數로 아래와 같이 주어진다.

$$T_{la} = (8/\hbar v_a)\int_o^{\infty} |\chi_{la}(r)|^2\,W_a(r)\,dr \tag{11}$$

식(11)으로 부터 核融合斷面積을 어떻게 記述할 것인가에 대하여 새로운 방법을 얻을 수 있다. 즉 $W_{F;a}$가 W_a의 핵융합을 나타내는 函數라고 보면 식(8)을 대신해서 核融合斷面積은 다음과 같이 쓸 수 있다.[21]

$$\sigma_F = (2\pi/\hbar v_a)\,[\langle \chi_a^{(+)} | W_{F;a} | \chi_a^{(+)} \rangle / \pi] \tag{12}$$

여기서 $\chi_a^{(+)}$는 식(8)의 $\chi_a^{(+)}$와 정확히 같은 것이다. 바꾸어 말하면 $W_{F;a}$는 W_a의 一部로서 취해진 것이다. W_a의 다른부분 즉 ($W_a - W_{F;a}$의 差)은 直接反應에 의해서 吸收되었다고 볼 수 있다.

식(12)에서 $W_{F;a}$를 W_a의 一部分으로 본 것은 타당한 일이고 이것은 다음 어느 r 위치에서나 만족해야 한다.

$$-W_a(r) \leqslant -W_{F;a}(r) \tag{13}$$

왜냐하면, $-W_{DR;a}(r)$는 r의 어떤 값에 대하여 (+)의 값이 될 수 있는데, 그것은 確率的인 싱크이기 보다는 소-스가 되기 때문이다. 이것은 物理的으로 不合當하다.

이러한 制限아래 Texas 大學 그룹[22]은 다음과 같은 간단한 전제를 했다.

$$W_{F;a} = \begin{cases} W_a & r \leqslant R_F \\ 0 & r > R_F \end{cases} \tag{14,a}$$

$$R_F = r_F (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \tag{14,b}$$

그들은 소위 말하는 核融合半徑이라 부르는 銳利한 切斷 半徑 R_F안에서만 融合反應이 일어난다고 가정했다. 실제로 그들은 A_1과 A_2核의 충돌에 대하여 r_F는 調整할 수 있는 媒介變數로 취급을 했고, 入射에너지와는 무관하다고 보았다. 그래서 障壁 근처와 障壁 밑에서 실험적인 融合斷面積을 맞추기 위해서 一個의 媒介變數만을 고려했다. 이 一個媒介變數理論(One Parameter Theory ; OPT)은 重이온에 의한 여러가지 실험데이타를 $1.40\ \text{fm} < r_F < 1.50\ \text{fm}$의 좁은 범위안에서 잘 설명하였다.[21,23]

한 개의 媒介變數에 의한 것보다는 융합퍼텐셜 W_F를 써서 좀 더 합당한 形態의 理論을 생각해 볼 수 있다. W_F를 Fermi 型의 函數에 W를 곱한것으로 표시하면,

$$W_F = W(r)\left(1 + \exp\frac{r - R_F}{a_F}\right)^{-1} \tag{15}$$

여기서 R_F는 식(14.b)에서 定義된 半徑이고 a_F는 分散係數이다. 이 퍼텐셜은 a_F가 0에 접근할 때 식(14.a)의 W_F와 같이 된다. R_F와 a_F는 에너지에 무관한 媒介變數이다. 이러한 점에서 이것은 二個媒介變數理論(Two Parameter Theory ; TPT)이다. 식 (15)에 나타난 W_F는 역시 W의 一部가 된다.

식 (12) 內에 있는 $W_{F;a}$를 식(14.a), (15)로 바꾸어 쓰면 식 (12)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sigma_F = (\pi/k_a^2) \sum_{l_a=0}^{\infty} (2\ell_c + 1)\, T_{F;l_a} \left(\equiv \sum_{l_a=0}^{\infty} \sigma_F^{l_a}\right) \tag{16}$$

$$T_{F;l_a} = (8/\hbar v_a) \int_0^{\infty} |\chi_{l_a}(r)|^2 W_F(r)\, dr \tag{17}$$

식 (17)을 식 (11)과 비교하면 단지 W_a가 W_F로 변한 것 뿐이다.

III. 障壁 아래에서의 重이온 核融合

앞에서 論한 核融合反應을 記述하는 方法으로 가장 중요한 것은 주어진 하나의 퍼텐셜을 가지고 彈性散亂 및 核融合反應을 동시에 說明하는데 있다. 따라서 우리는 핵융합의 IWBC 방법이나 直接反應 記述方法의 妥當性을 이러한 面에 중점을 두고 論해 보았다. 특히 衝突하는 두 개의 核이 集團的性質(Collectivity)을 갖거나, 또는 그들의 轉移反應經路의 Q-값이 陽數의 값을 갖어 彈性徑路外에서 核融合이 많이 일어나는 경우를 피하기 위하여 衝突核은 球의 形態를 갖는 閉殼核(Closed Shell Nucleus)을 택하도록 하였다. 위의 條件을 만족하며, 쿨롱에너지보다 낮은 에너지 領域에서 彈性 및 核融合斷面積에 관한 실험 연구가 잘 되어 있는 例로서 重이온의 경우는 $^{16}O + ^{208}Pb$ 系[24,25]를 들 수 있다.

Udadawa et al.[21]은 直接反應理論을 使用하여 이미 이 系에 對한 計算을 하였는데, 그 때의 OMP(V_o= 100MeV, W_o= 22MeV, $R_r = R_i$= 10.65fm, $a_r = a_i$= 0.5fm)는 彈性散亂데이타와 核融合斷面積을 동시에 잘 說明할 수 있었다. 本 論文에서는 IWBC를 利用한 BPM으로 다시 계산했으며 Vaz et al.[2]의 經驗式에 의해 구해진 퍼텐셜媒介變數를 使用했다. (V_o= 100MeV, R_r= 9.7fm, a_r= 0.7fm). Fig. 2에서 보는 바와 같이 두 퍼텐셜에 의해서 彈性散亂을 잘 說明하고 있다.

回歸點이 境界半徑 R_b의 外部에 있을 때 角運動量量子數가 69$\hbar$이내의 部分波에 대해서 그 合을 구했다. 彈性融合斷面積을 계산할 때 스친角運動量量子數 l_g는 100$\hbar$정도로 IWBC의 最大 角運動量量子數보다 매우 크다. 그러므로 角運動量量子數가 l_g정도의 큰 量은 核融合反應의 계산에서 고려하지 않았다. 彈性融合을 계산할 때 角運動量量子數가 80$\hbar$보다 작은 量에 대해서만 고려하였다.

Fig. 3에 두 방법에 의한 融合斷面積을 실험치[25]와 함께 나타냈다. Fig. 3에서 보는 바와 같이 쇄선으로 나타낸 IWBC의 계산은 낮은 入射에너지에서 매우 작고 이러한 傾向은 E_{cm}이 점점 작을수록 深化된다. E_{cm}이 75MeV일 때 IWBC의 값이 약 40%정도 彈性融合보다 작게 계산되었다. 이러한 사실은 Fig. 4와 5의 部分波에 따른 透過係數와 部分波斷面積이 작음을 볼 수 있다. E_{cm}이 90MeV일 때는 IWBC가 古典的인 方法에 接近한 것을 알 수 있다. 臨界角運動量量子數 l_c를 37$\hbar$로 놓고 l_c에서 銳利하게 잘려진 形態의 透過係數와 部分波斷面積을 얻을 수 있다. Fig. 5에서 直接反應에 의한 계산과

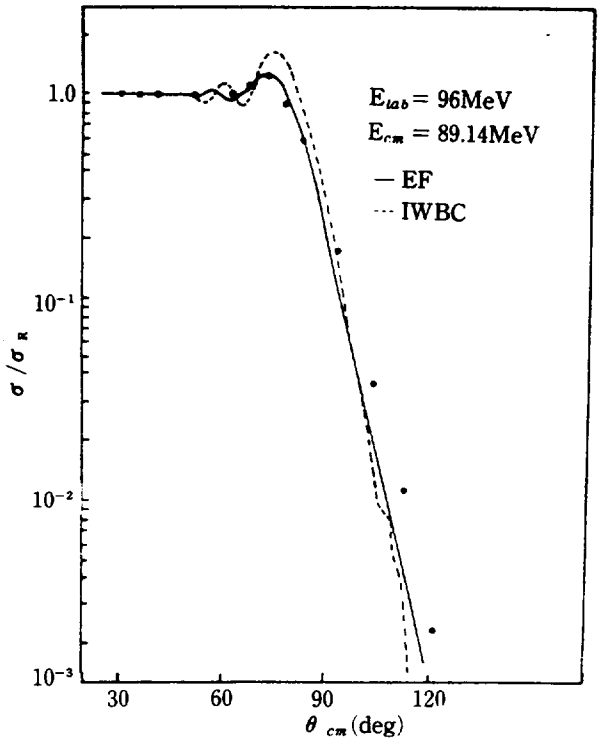

Fig. 2. Comparison of calculated and experimental elastic scattering cross sections for the $^{16}O + ^{208}P_b$ system at E_{lab}= 96 MeV. The data are taken from Ref. 20.

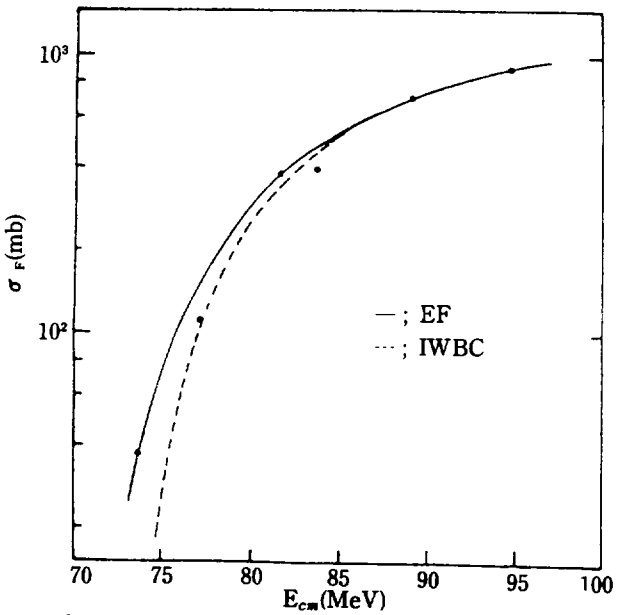

Fig. 3. Comparison of calculated and experimental fusion cross sections for the $^{16}O + ^{208}P_b$ system. The data are taken from Ref. 20.

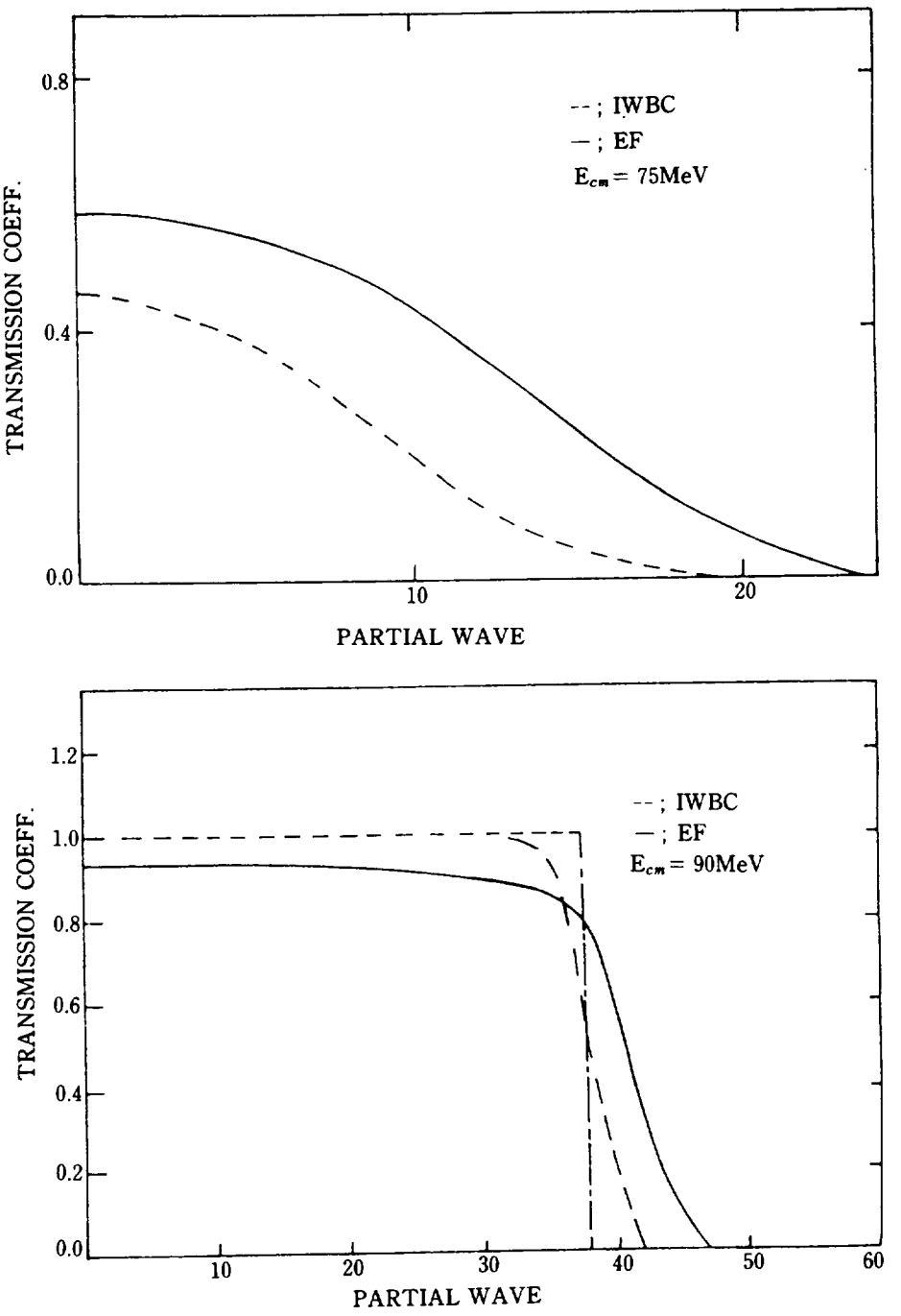

Fig. 4. Partial transmission coefficients for the $^{16}O + ^{208}P_b$ system at E_{cm} = 75MeV (above) and 90 MeV(below).

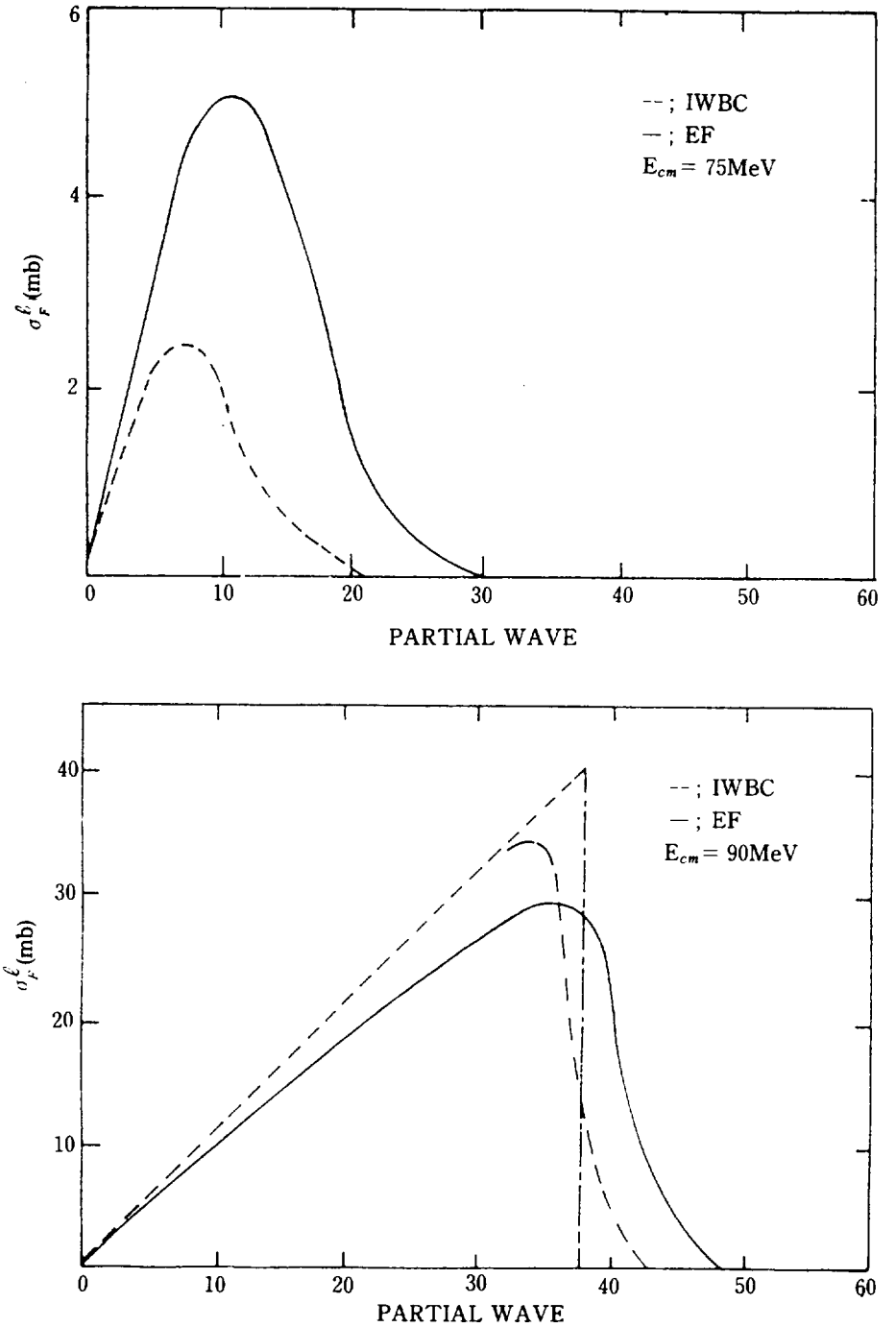

Fig. 5. Partial cross sections for the $^{16}O + {}^{208}P_b$ system at E_{cm} = 75MeV(above) and 90 MeV(below).

IWBC는 l이 35$\hbar$ 근처에서 서로 交叉함을 볼 수 있고 곡선에 의해 둘러 싸여진 면적이 融合斷面積이므로 直接反應法이나 IWBC의 融合斷面積은 E_{cm}이 90MeV 일때 거의 같음을 알 수 있다. l_c에서 銳利하게 잘려진 部分波斷面積은 IWBC나 直接反應方法에 의한 값과 일치한다. 그러므로 이 界의 높은 에너지領域에서는 IWBC나 直接反應方法, 또 古典的인 方法도 實驗資料를 잘 說明하였다.

그러나 언덕보다 낮은 領域에서는 古典的인 方法은 타당치 못하고 또한 IWBC는 측정값보다 작게 계산되었다(Fig. 3). 그러므로 彈性融合만 고려한 直接反應 理論에 의한 계산은 모든 領域에서 $^{16}O + ^{208}P_b$의 融合斷面積을 잘 說明하였다.

Fig. 5에서 角運動量量子數의 平均값을 구해보면 IWBC와 直接反應 方法을 각각 E_{cm}이 75MeV 일 때 7.6$\hbar$, 10.8$\hbar$이고 90MeV 일 때 24.7$\hbar$, 29.6$\hbar$이다. 따라서 融合反應의 스친角運動量量子數의 分布函數의 實驗的測定은 이 두 反應모델의 타당성을 硏究하는데 큰 기여를 할 것이다. 最近 다른 系에 대한 이 스친角運動量量子數 分布函數의 硏究가 Kim et al.[26]에 의해 행해졌다.

直接反應 理論에 의한 核融合反應과 IWBC의 BPM에 의한 것을 서로 비교하였다.

IWBC의 BPM은 全에너지 區間에서 融合斷面積이 前半的으로 실험값보다 작게 계산되었지만 彈性融合은 어느 정도 실험값과 잘 일치하였다. $^{16}O + ^{208}P_b$ 반응계에서 측정된 融合斷面積은 彈性融合만 가지고도 잘 일치함을 볼 수 있는데 반해 IWBC의 BPM은 낮은 에너지領域은 점점 작게 계산되었다.

IV. 結　　論

두 개의 重이온이 부딪쳐 일어나는 核融合反應을 두 가지 모델로서 설명하여 비교하였다. 첫째 두 핵에 의해 형성된 一次元 퍼텐셜의 障壁透過現象으로 보아(障壁透過모델) 入射波境界條件을 부여하여 量子力學的으로 核融合反應을 說明하였으며, 둘째 總反應斷面積을 나타내는 光學퍼텐셜의 虛數部分中에서 그 일부분이 核融合을 나타낸다는 直接反應理論에 근거를 두고(直接反應모델) 核融合反應을 記述하였다. 위의 두 모델을 한 가지의 퍼텐셜속에서 散亂過程과 融合過程을 同時에 잘 설명할 수 있는 가에 중점을 두어 비교하였다.

$^{16}O + ^{208}P_b$ 系에 대해서, 우선 彈性散亂을 잘 설명하는 각각의 퍼텐셜을 선정하여 이 퍼텐셜속에서 두 가지 모델을 적용하였다. 直接反應모델은 全에너지 領域에서 실험데이

타를 잘 설명하였으며, 障壁透過모델은 쿨롱障壁보다 낮은 에너지에서, 에너지가 작아질수록 계산치가 점점 작아져 쿨롱障壁보다 수 MeV 작을 때 몇 승(乘)배 만큼이나 작아졌다. 즉 쿨롱장벽보다 낮은 에너지에서 일어나는 核融合反應은 彈性散亂을 잘 설명하는 퍼텐셜을 사용한 障壁透過모델로서는 이해가 불가능함을 밝혀냈다.

直接反應모델을 延長하여 重이온 核融合反應에서 가장 중요한 因子인 融合퍼텐셜의 모양에 대해 연구하였다. 分散度를 가진 Fermi 型의 融合퍼텐셜을 가정하였는데, 이 分散度가 쿨롱障壁보다 낮은 에너지에서 融合斷面積의 크기에 상당히 중요한 역할을 하고 있음을 보였다. 그러나 核反應을 다루는 直接反應理論과 일치하기 위해서는 分散度가 작아야 함을 또한 발견하였다.

參 考 文 獻

1. See, for instance, a review article by J. R. Birkelund, and J. R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 265 (1983).
2. L. C. Vaz, J. M. Alexander and G. R. Satchler, Phys. Rep. 69, 373 (1981).
3. U. Jahnke, H. H. Rossner, D. Hilscher and E. Holub, Phys. Rev. Lett. 48, 17 (1982).
4. H. Esbensen, Nucl. Phys. A352, 147 (1981).
5. W. Reisdorf et al., Phys. Rev. Lett. 49, 1811 (1982).
6. R. G. Stockstad et al., Phys. Rev. Lett. 41, 465 (1978); Phys. Rev. C21, 2427 (1980).
7. R. C. Stockstad and E. E. Gross, Phys. Rev. C23, 281 (1981).
8. G. M. Berkowita et al., Phys. Rev. C28, 667 (1983).
9. M. Beckerman et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1472 (1980); Phys. Rev. C23, 1581 (1981); C25, 837 (1982).
10. H. Sann et al., Phys. Rev. Lett. 47, 1248 (1981); R. Bock et al., Nucl. Phys. A388, 334 (1982).
11. R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne and A. Winther, Phys. Rev. C27, 2433 (1983).
12. C. H. Dasso, S. Landowne and Winther, Nucl. Phys. A405, 381 (1983).
13. M. J. Rhodes Brwon and P. Braun-Munzinger, Phys. Lett. 135B, 19 (1984).
    M. J. Rhodes Brown and M. Prakash, Phys. Rev. Lett. 135B, 19 (1984).
14. S. Landowne and S. C. Pieper, Phys. Rev. C29, 1352 (1984).

15. W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A376, 279 (1982).
16. C. Gregoire, C. Ngo and B. Remand, Nucl. Phys. A383, 392 (1982).
17. Udagawa and T. Tamura, Phys. Rev. C29, 1922 (1984).
18. G. H. Rawitscher, Nucl. Phys. 85, 337 (1963).
19. Y. Eisen and Z. Vager, Nucl. Phys. A187, 219 (1972).
20. P. R. Christensen and Z. E. Switkowski, Nucl. Phys. A280, 205 (1977).
21. T. Udagawa, B. T. Kim and T. Tamura, Phys. Rev. C32, 124 (1985).
22. B. T. Kim, T. Tamura and T. Udagawa, *Proc. of Intern. Conf on Fusion Reactions below the Coulomb Barrier,* MIT, Cambridge Mass, 1984, ed. by S. G. Steadman. (Springer-Verlag, Berlin, 1985) p. 142.
23. T. Tamura, T. Udagawa and B. T. Kim, *Proc. of the INS-RIKEN Intern. Symposium on Heavy-Ion Physics,* Mt. Fuji, Japan, Aug. 1984, J. Phys. Soc. Japan 54, Suppl. -II, 40 (1985).
24. F. Videbaek et al., Phys. Rev. C15, 954 (1977).
25. M. J. Rhoades et al., Phys. Rev Lett. 53, 333 (1984).
26. B. T. Kim, T. Udagawa and T. Tamura, Phys. Rev. C33, 370 (1986).
27. W. K. Lie, B. T. Kim and K. E. Park, JKPS. 19, 31 (1986).
28. 박규은, 김병택, 새물리. 26, 95(1986).