

● 量子反射とは

光は屈折率が急激に変化する面で反射を起こす。中性原子も量子力学的には波動であるから、ポテンシャルが急激に変化する面があれば反射を起こすはずである。

反射が起こるためにはポテンシャルが急激に変化する長さは原子の波長より短くなければならず、その両側で波長あるいは波数ベクトルが大きく変化していなければならない。

量子反射の特徴として

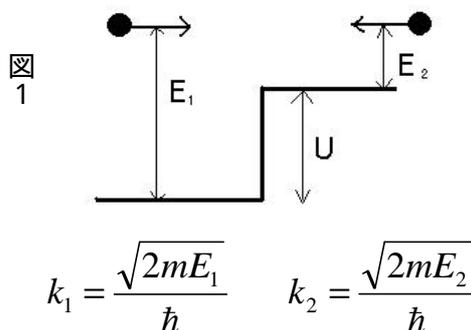
反射率は粒子の入射の向きに依らない。(図1)

$$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2$$

反射率は1より必ず小さい

反射前と反射後の波数ベクトルの比が0

もしくは1に近づくとき反射率は1に近づく。



室温原子の波長は 10^{-11}m 程度であり、これより幅の狭いポテンシャルのステップを作ることは不可能なので、最近までこのような反射が議論されたことはなかった。

しかし最近になって固体表面で働くファンデルワールスポテンシャル (距離の -3 乗に比例, $U = -C_3/z^3$) で量子反射が起こることが認識されるようになった。

量子反射はこれまでは液体ヘリウムの表面で水素原子とヘリウム原子でしか確かめられていなかった。ポテンシャル中の波数ベクトルは

$$k = \sqrt{k_0^2 - 2mU / \hbar^2}$$

とかける。mは粒子の質量、Uは粒子が感じるポテンシャル、 k_0 はポテンシャルの変化から十分に遠い場所での粒子の波数ベクトルである。

このときポテンシャル中の波数ベクトルの変化率は

$$f = \frac{1}{k^2} \left| \frac{dk}{dz} \right|$$

と書くことができる。

一般的なベキポテンシャルで議論すると

$$U = -C_n / z^n$$

$n=3$ のときは原子と固体表面とのファンデルワールスポテンシャルに相当する。

このとき波数ベクトルの変化率は有限の距離で最大になり、その最大値は

$$f_{\max} = \frac{(n+1)(n-2)^{1/2}}{3^{3/2} n^{1/2}} \frac{1}{k_0 z_{\max}} \dots (n > 2)$$

となる。

z_{\max} は n が 2 よりも大きいとき、このときの距離は

$$z_{\max} = \left[\frac{(n-2)mC_n}{(n+1)\hbar^2 k_0^2} \right]^{1/n}$$

である。これは粒子が z_{\max} の距離で反射することを示している。

なお C_n は固体表面の原子密度にほぼ比例していて、実験では固体表面を加工して C_n を減少させてある。それは式からみてとれるように C_n が減少すると z_{\max} の値は小さくなり、そのことにより f_{\max} が増加し、反射する前の波数ベクトルと反射した後の波数ベクトルの比が増加することによる反射率の増加を見込んでのものである。

● 量子反射の計算

シュレディンガー方程式を

$$\left(-\frac{d^2}{dz^2} + U(z) \right) \psi = E \psi$$

のように簡単な形にして、波数ベクトルの変化率が増加すると反射率が増加するかどうかを数値計算した。ポテンシャルには

$$U = \tan^{-1}(z^n) - \frac{p}{2} \quad (z > 0) \quad n = 3 \sim 7 \text{ のとき}$$

$$= -\frac{p}{2} \quad (z \leq 0)$$

を用いた。このポテンシャルは $z = 0$ で滑らかにつながっていて計算がしやすく

$$\tan^{-1} z^n = \frac{p}{2} \frac{1}{z^n} + \frac{1}{3z^{3n}} - \frac{1}{5z^{5n}} + \dots$$

から、 $n = 3$ で z が大きいときにはファンデルワールスポテンシャルであると考えられることができるからである。 n のときには階段型のポテンシャルになる。

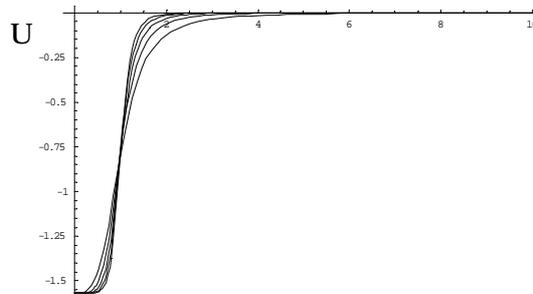


図2 $\tan^{-1}(z^n) - p/2$ ポテンシャル

粒子が右から飛んできたとする
 波動関数は 反射位置の右側では入射波と反射波、
 左側では透過波のみなので

$$y_{\text{右}} = Ae^{-ikz} + Be^{ikz}$$

$$y_{\text{左}} = Ce^{-ikz}$$

となるはずである。

$|y|^2$ は反射位置の右側と左側でそれぞれ

$$|A|^2 + |B|^2 + 2AB \cos 2k_0 z \quad \text{と} \quad |C|^2$$

になっている。

これは波束密度の形からも反射位置の右側では振動していて、左側では振動していないのがわかる。

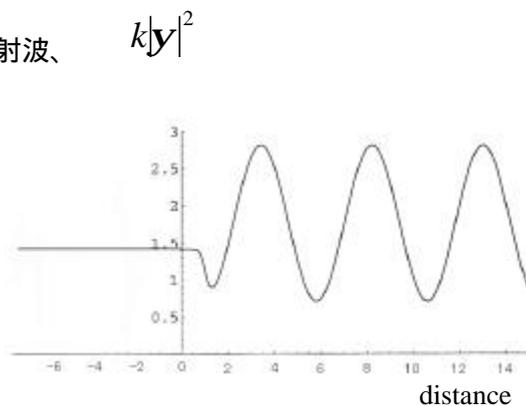


図3 波束密度の位置変化

図4は図3のグラフから算出した
 反射率を、運動エネルギーとポテン
 シアルをかえてプロットしたもので
 ある。

このプロットから、運動エネルギー
 が小さくなればなるほど、またポテン
 シアルの変化が急になればなるほど
 反射率が向上するのがわかる。

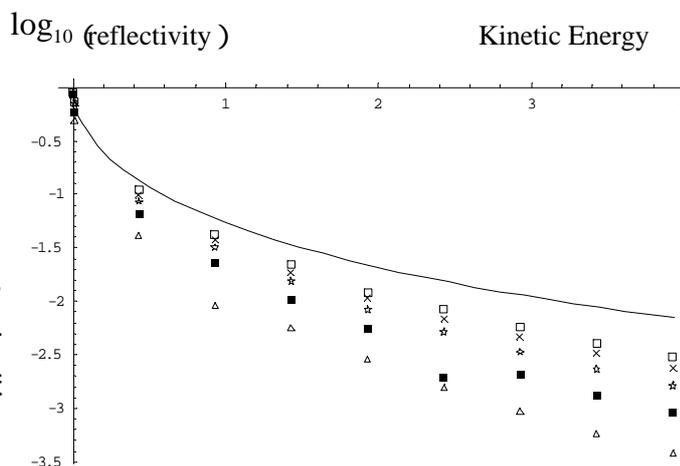


図4	実線		×			
n	n	7	6	5	4	3

● 実験

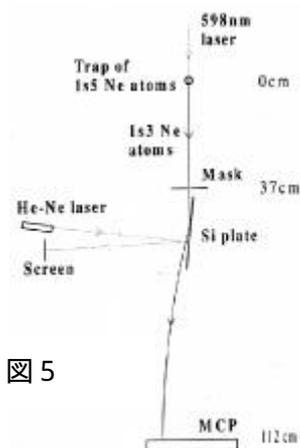
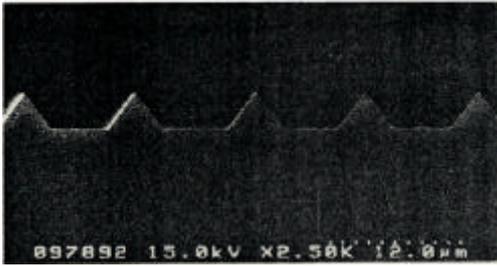


図5

磁気光学トラップ中の準安定状態のネオン原子を598nmのレーザーをあて、電磁場の影響を受けない準位に遷移させ、トラップから自由落下させる。落下した原子はシリコンプレートで反射をし、MCPで検出される。

反射率は原子のシリコンプレートからの入射速度の垂直成分にのみ依存する。よってシリコンプレートの角度を変化させることによって粒子の入射速度が調節できようになっている。実験で用いたシリコンプレートは回折格子状に加工してあって、実効的に d/p だけ C_3 が減っているようにしてある(図6)。

図6 シリコンの断面



4種類の表面を加工したシリコンプレートで反射率の入射速度変化を測った。

30 mm/sの入射速度のとき、平らな表面での反射率よりも1000倍近い値を示している。(図7)

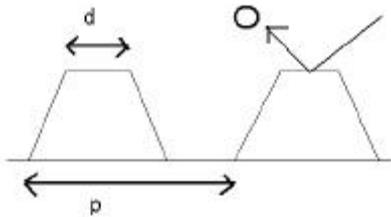
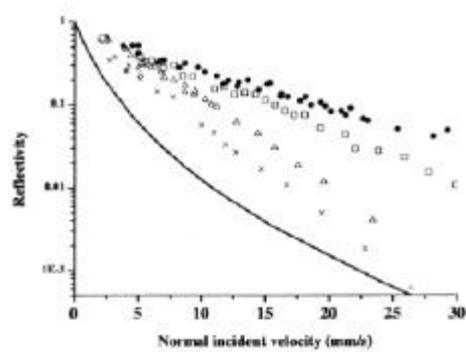


図8 シリコン表面での反射の様子

図7 反射率の垂直入射速度変化



	d/p
$p = 10\text{mm}, d = 40\text{nm}$	0.004
$p = 30\text{mm}, d = 40\text{nm}$	0.001
$p = 100\text{mm}, d = 1\text{mm}$	0.01
$\times p = 100\text{mm}, d = 11\text{mm}$	0.1

pは溝の幅

dは頂上の幅

実線は平らな表面での反射率

● ホログラフィーへの応用

応用として図9のようにパターン化したシリコン表面のホログラムをもちいて図10のような再生像を得た。



図9 シリコン表面

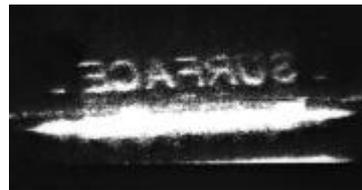


図10 再生されたSURFACEの文字

シリコン表面は縦に250、横に1024個のセルに分割されていて、一つのセルの大きさは240 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ であり、図9の黒い部分は反射率の良い部分、白い部分は反射率の悪い部分である。それらの二つの種類のセルを二次元的に配置している。

● まとめ

これまで実用になるような高い反射率をもった反射型原子光学素子はなかったが、シリコン表面を回折格子状に加工してポテンシャルの変化を急なものにすることによって実用的な反射率をもつ原子光学素子ができた。

加えて応用として反射型の原子ホログラムも作製した。