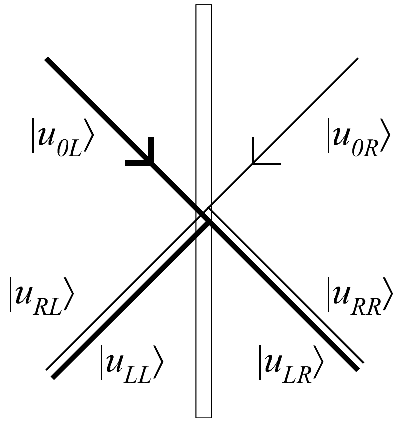
DESLOCAMENTO DE FASE NO ESPELHO SEMI-REFLETOR

ECF5842 – Fundamentos da Mecânica Quântica
Prof. Osvaldo Pessoa Jr. – 1º semestre de 2016

Quando um feixe é dividido em um espelho semi-refletor, o trem de onda refletido *B* sofre um *deslocamento de fase* em relação ao trem *A* transmitido através do espelho. Para o caso mais simples de divisor de feixe sem perdas e simétrico, mostraremos agora que a cada reflexão ocorre um avanço de ¼ de comprimento de onda em relação ao componente transmitido [1].

Considere um feixe no estado $|\psi_{0L}\rangle$, incidindo em um espelho semi-refletor pela esquerda, e outro $|\psi_{0R}\rangle$ incidindo pela direita. Ora, estes dois estados são ortogonais, $\langle\psi_{0L}|\psi_{0R}\rangle = 0$, já que suas funções de onda não se interseccionam no espaço. Assim, com o passar do tempo, esses estados evoluem *unitariamente* para estados mutuamente ortogonais (caso em que *não há perdas* por absorção). Conforme a geometria do problema, podemos fazer com que os estados evoluídos se interseccionem espacialmente; mesmo assim, eles permanecerão ortogonais (ver figura).



Ondas incidentes, refletidas e transmitidas em um espelho semi-refletor.

Assim, se o estado $|\psi_{0L}\rangle$ evolui para uma amplitude refletida $|\psi_{LL}\rangle$ somada a uma transmitida $|\psi_{LR}\rangle$; e $|\psi_{0R}\rangle$ evolui para uma refletida $|\psi_{RR}\rangle$ mais uma transmitida $|\psi_{RL}\rangle$, então $\langle\psi_{LL}+\psi_{LR}|\psi_{RL}+\psi_{RR}\rangle = 0$. Escrevamos agora cada um desses termos da seguinte forma: $|\psi_{LL}\rangle = R_{LL}\mathrm{e}^{i\phi_{LL}}|u_{1L}\rangle$, etc. Neste caso, R_{LL} é uma amplitude real não-negativa de reflexão, ϕ_{LL} é a fase correspondente e $|u_{1L}\rangle$ é o vetor de estado (de módulo 1) indo para a esquerda após a interação do feixe com o espelho. Fazendo as substituições, a condição de ortogonalidade final pode ser escrita como: $\langle R_{LL}\mathrm{e}^{i\phi_{LL}}u_{1L} + T_{LR}\mathrm{e}^{i\phi_{LR}}u_{1R} | T_{RL}\mathrm{e}^{i\phi_{RL}}u_{1L} + R_{RR}\mathrm{e}^{i\phi_{RR}}u_{1R}\rangle = 0$. Considerando que $\langle u_{1L}|u_{1R}\rangle = 0$, isso fornece: $R_{LL}\mathrm{e}^{i\phi_{LL}}T_{RL}\mathrm{e}^{-i\phi_{RL}} + T_{LR}\mathrm{e}^{i\phi_{LR}}R_{RR}\mathrm{e}^{-i\phi_{RR}} = 0$. No caso *simétrico*, $R_{LL}\mathrm{e}^{i\phi_{LL}} = R_{RR}\mathrm{e}^{i\phi_{RR}}$ e $T_{RL}\mathrm{e}^{i\phi_{RL}} = T_{LR}\mathrm{e}^{i\phi_{LR}}$. Obtém-se assim, para a onda vinda da esquerda: $\mathrm{e}^{i(\phi_{LL}-\phi_{LR})} = -\,\mathrm{e}^{i(\phi_{LR}-\phi_{LL})} = \mathrm{e}^{i(\phi_{LR}-\phi_{LL}+\pi)}$. Ou seja, $\phi_{LL}-\phi_{LR} = \phi_{LR}-\phi_{LL}+\pi$, o que resulta em $\phi_{LL}-\phi_{LR} = \pi/2$. Isto é, a amplitude que é refletida tem uma defasagem $\pi/2$ maior do que a amplitude transmitida.

[1] Esta derivação é uma versão simplificada de: ZEILINGER, A. (1981), "General properties of lossless beam splitters in interferometry", *Am. J. Phys. 49*, 882-3.