

В. П. ЦВЕТКОВ
ст. преподаватель

О ПРИМЕНЕНИИ ТОНКИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ЖИДКИМИ МЕТАЛЛАМИ

При исследовании рассеяния рентгеновых лучей жидкими металлами применяется съемка от плоской поверхности.

Нами рассматривается вопрос о применении тонких пленок слюды (мусковита) в качестве покрытий, придающих металлу плоскую поверхность, а также подложек, когда ведется съемка металла „снизу“.

Показано преимущество съемки „снизу“ и дается обоснование выбора оптимальной толщины покрытий из слюды для данного метода.

Съемкой лауэграмм в медном излучении образцов слюды, ориентированных под разными углами к первичному лучу, установлена зависимость числа „паразитных“ пятен на рентгенограмме, образованных отражением от слюды.

Рассматривается также применение покрытий из мелкокристаллических пленок (фольг) из алюминия и бериллия, дается граница их применимости.

М. Т. СЕНЬКІВ
ст. викладач

ЕФЕКТИВНИЙ ПЕРЕРІЗ ПОДВІЙНОГО РОЗСІЯННЯ МЕЗОНІВ НА ПОРОЗІ ЕФЕКТУ

Вивчення розсіяння мезонів на нуклонах актуальне в зв'язку з рядом експериментальних робіт, проведених в 1952 році. Однак розрахунок подвійного розсіяння мезонів на нуклонах настільки громіздкий, що до цього часу знайдено тільки ефективний переріз для гранично-релятивістського випадку—найменш важливий з точки зору експерименту.

Нами розглянуто реакцію

$$\pi_0^+ + P \rightarrow \pi_1^+ + \pi_2^+ + N.$$

Енергетичний поріг цієї реакції в системі центра інерції дорівнює

$$W_{k_0}^{\min} = 1,826 m = 258 MeV.$$

Матричний елемент процесу в релятивістськи-інваріант-

ному формулюванні квантової мезодинаміки ($PS(PS)$ — теорія) буде

$$M = g^3 \bar{u}_2 \left[\gamma_5 (\hat{p}_2 + \hat{k}_2 - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{p}_1 - \hat{k}_1 - M)^{-1} \gamma_5 + \right. \\ \left. + \gamma_5 (\hat{p}_2 + \hat{k}_1 - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{p}_1 - \hat{k}_2 - M)^{-1} \gamma_5 \right] u_1.$$

Вираз цей підносимо до квадрату і сумуємо по напрямках спіна початкового і кінцевого нуклона.

Диференціальний ефективний переріз нашого процесу дорівнює

$$d\sigma = \frac{M^2}{W_0 W_1 W_2 E_1 E_2} \overline{M^2} \frac{K_1^2 dK_1 d\Omega_1}{(2\pi)^2} \frac{K_2^2 d\Omega}{\frac{K_0}{W_0} + \frac{K_0}{E_1}} \left| \frac{dE}{dK_2} \right|^{-1}.$$

Поблизу енергетичного порогу

$$K_1 \ll m, K_2 \ll m, W_1 \sim m, W_2 \sim m$$

і можемо використати нерелятивістське співвідношення

$$E = M + 2m + \frac{K_1^2}{2m} + \frac{K_2^2}{2m}.$$

Повний ефективний переріз визначається 5-кратним інтегруванням

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\vartheta_1 \int_0^{K_1^{\max}} dK_1 \int_0^{\pi} d\vartheta \frac{d\sigma}{d\varphi d\varphi_1 d\vartheta_1 dK_1 d\vartheta}.$$

Розкладаючи вираз для $|M|^2$ в ряд по K_1, K_2 і обмежуючись членами з K^2 , після інтегрування по $\varphi_1, \varphi, \vartheta_1, K_1$ одержимо:

$$d\sigma(\vartheta) = 4,897 \cdot 10^{-32} \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right)^3 \left\{ 1 - (0,533 \cos \vartheta + 1,141 - \right. \\ \left. - 0,290 \cos^2 \vartheta) \frac{E - E_0}{m} \right\} \left(\frac{E - E_0}{m} \right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{2} \text{ см}^2,$$

$$\text{де } E = \sqrt{K_0^2 + M^2} + \sqrt{K_0^2 + m^2}, \quad E_0 = M + 2m.$$

Порядок одержаного перерізу набагато нижчий порядку перерізу процесу однократного розсіяння, однак він скоро зростає з енергією падаючого мезона. Таким чином, маємо певну аналогію з процесом подвійного розсіяння фотонів на електронах. Поблизу порогу подвійне розсіяння можна буде виявити при сучасному розвитку прискорювальної техніки.