





В прошлый раз у нас для данного процесса получилось

$$M_{fi} = \frac{2ie^2}{s} \bar{v}(\mathbf{k}_3, s_3) \widehat{k}_4 u(\mathbf{k}_1, s_1)$$

Кратко запишем

$$M_{fi} = \frac{2ie^2}{s} \bar{v}(3) \widehat{k}_4 u(1)$$

А вот как?

У нас две вершины. Первая типа  $e, e, \gamma$ , и мы сразу пишем готовое выражение

$$M_{fi} = \bar{u}(3) (-ie\gamma^a) u(1) * \dots$$

А вторая у нас  $\pi, \pi, \gamma$ , откуда получаем

$$M_{fi} = \bar{u}(3) (-ie\gamma^a) u(1) * \dots * -ie(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4)^b$$

Пропагаторчик фотона не забываем!

$$M_{fi} = \sum_{a,b} \bar{u}(3) (-ie\gamma^a) u(1) * \frac{g_{ab}}{q^2} * -ie(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4)^b$$

Методом пристального взглядывания в  $\sum_{a,b} (-ie\gamma^a) g_{ab} (\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4)^b$  оно превращается сначала в  $\sum_a (-ie\gamma^a) (\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4)_a$ , а затем и до  $-ie(\widehat{k}_2 + \widehat{k}_4)$ .

Сравните с тем, что мы получили в прошлый раз:

$$M_{fi} = \frac{2ie^2}{s} \bar{v}(3) \widehat{k}_4 u(1)$$

Надо только понять, как мы от  $\widehat{k}_2 + \widehat{k}_4$  перешли к  $2\widehat{k}_4$ . Дурное дело нехитрое. Это делается так:

$$\widehat{k}_2 + \widehat{k}_4 = 2\widehat{k}_4 + \widehat{k}_3 - \widehat{k}_1$$

И тут фишка в том, что  $\widehat{k}_3$  и  $\widehat{k}_1$  являются как бы СФ спиноров с одинаковым СЗ – м:

$$\widehat{k}_1 \psi(\vec{k}_1, s_1) = m \psi(\vec{k}_1, s_1)$$

$$\bar{u}(\vec{k}_3, s_3) \widehat{k}_3 = \bar{u}(\vec{k}_3, s_3) m$$

Баш на баш будет 0 (т.к.  $\widehat{k}_3$  и  $\widehat{k}_1$  вычитаются). Вот и получим  $2\widehat{k}_4$ .