Un quark a riposo con elicità $\pm 1/2$ lungo l'asse $\hat{z}$ è descritto dallo spinore a due componenti $\chi^{\uparrow/\downarrow}$. Se viene boostato lungo l'asse $\hat{z}$ ad un momento p_z, il suo stato viene descritto dallo spinore a 4 componenti

$$|q^{\uparrow/\downarrow}\rangle = \left| \begin{array}{c} \chi^{\uparrow/\downarrow} \\ \frac{p_z}{E+m}\,\chi^{\uparrow/\downarrow} \end{array} \right| . \qquad (1)$$

Abbiamo visto che se rappresentiamo l'assorbimento di un fotone virtuale γ^* su questo quark come l'azione di un operatore di momento angolare $L_z = \pm 1$ sullo stato $|q^{\uparrow/\downarrow}\rangle$, e se l'operatore è rappresentato da

$$\gamma^*_{\pm 1} = \left(\begin{array}{cc} 0 & \sigma_\pm \\ -\sigma_\pm & 0 \end{array} \right) , \qquad (2)$$

allora le configurazioni possibili sono $\gamma^*_{-1}\,|q^\uparrow\rangle$ e $\gamma^*_1\,|q^\downarrow\rangle$.

Se ora consideriamo un nucleone con elicità $+1/2$ lungo lo stesso asse, possiamo rappresentare questa misura come il risultato del valor medio dell'operatore di spin sugli stati di $|N^\uparrow\rangle$ descritti nello schema SU(6). Trascurando il contributo del mare di Dirac (antipartoni e altri flavor non di valenza), allora possiamo dire che

$$\begin{aligned} 1 &= \langle N^\uparrow | 2\hat{S}_z | N^\uparrow \rangle \equiv \langle N^\uparrow | \sigma_z | N^\uparrow \rangle \\ &= \int_0^1 dx \, \left[u^\uparrow(x) - u^\downarrow(x) \, + \, d^\uparrow(x) - d^\downarrow(x) \right] \\ &= \Delta u + \Delta d \, . \end{aligned} \qquad (3)$$

In altre parole, se i quark sono collineari al nucleone, il suo spin (= valor medio della proiezione dell'operatore di spin lungo l'asse di quantizzazione) è dato dalla somma delle elicità dei suoi quark costituenti.

E' facile verificare che se introduciamo l'isospin nell'elemento di matrice otteniamo per un protone con spin $+1/2$

$$\langle p^\uparrow | (2\hat{I}_3) \, \hat{\sigma}_z | p^\uparrow \rangle = \Delta u - \Delta d \, . \qquad (4)$$

La stessa struttura emerge dal calcolo della componente z della corrente assiale $\bar{\psi}\gamma_3\gamma_5\psi$, dove si deve sostituire per ψ lo spinore a 4 componenti di Eq. (1). Quindi il rapporto tra corrente vettoriale ed assiale, rappresentato dal rapporto dei couplings g_A/g_V, è legato al valor medio dell'operatore di spin-isospin di Eq. (4) e possiamo ottenere

$$\frac{g_A}{g_V} = \langle p^\uparrow | (2\hat{I}_3) \, \hat{\sigma}_z | p^\uparrow \rangle = \Delta u - \Delta d \equiv \langle 2\hat{S}_z \rangle \, (\Delta u - \Delta d) \, . \qquad (5)$$