а величины $fT_{1/2}$ принимают миним. значения. К сверхразрешённым переходам относятся, в частности, переходы между состояниями, принадлежащими одному и тому же изомультиплету (т. е. между *аналоговыми состояниями* ядер). Для сверхразрешённых $\beta^{\mp}$-переходов $\int 1$ может быть вычислен точно, т. к. $\sum_{i=1}^{A} \tau_{\pm}^{i} = T_{\pm}$, где T — изотопич. спин нач. ядра. При этом $\int 1 = [(T \mp T_3)(T \pm T_3 + 1)]^{1/2}$, где T_3 — проекция изоспина для нач. ядра, численно равная $^1/_2\,(Z-N)$ (предполагается, что β-переход происходит между чистыми изоспиновыми состояниями; учёт мезонных обменных токов не меняет этого результата, что обусловлено сохранением изоспина). В случае сверхразрешённых переходов $0^+ \longrightarrow 0^+$ между соседними членами изомультиплета $\int \sigma = 0$ и, при $T=1$, $\int 1 = \sqrt{2}$. Для таких сверхразрешённых переходов величины $fT_{1/2}$ должны быть одинаковыми, что хорошо согласуется с эксперим. данными (табл. 1). Соотношение (11) позволило определить величину G_β по измеренным значениям $fT_{1/2}$ для $0^+ \longrightarrow 0^+$ переходов (с учётом эл.-магн. радиац. поправок): $G_\beta = (1{,}4057 \pm 0{,}0016 \pm \pm 0{,}0070) \cdot 10^{-49}$ эрг·см^3.

Гамов-теллеровские переходы $0^+ \longrightarrow 1^+$ характеризуются единств. матричным элементом $\int \boldsymbol{\sigma} \neq 0$ и могут быть использованы для получения информации о величине аксиально-векторной константы связи g_A. Наиболее точное значение $g_A = -1{,}254 \pm 0{,}007$ получено из данных по β-распаду нейтрона.

Т а б л. 1. — **Характеристики некоторых сверхразрешённых β-переходов**

Переход	$I_i^{\pi_i} \longrightarrow I_f^{\pi_f}$	$T_{1/2}$	$\mathscr{E}_0$, кэВ	$fT_{1/2}$, с
$n \longrightarrow p$	$^1/_2{+} \longrightarrow {}^1/_2{+}$	11,7±0,3 мин	782±1	1187±35
$^3H \longrightarrow {}^3He$	$^1/_2{+} \longrightarrow {}^1/_2{+}$	$3{,}87 \cdot 10^8$ с	18,65±0,2	1132±40
$^6He \longrightarrow {}^6Li$	$0+ \longrightarrow 1+$	0,813±0,7 с	3500±2,0	808±32
$^{17}F \longrightarrow {}^{17}O$	$^5/_2{+} \longrightarrow {}^5/_2{+}$	66,0±0,5 с	1748±6	2380±40
$^{35}Cl \longrightarrow {}^{35}Ar$	$^3/_2{+} \longrightarrow {}^3/_2{+}$	1,804±0,21 с	4948±30	5680±400
$^{14}O \longrightarrow {}^{14}N$	$0+ \longrightarrow 0+$	71,36±0,09 с	1012,6±1,4	3066±10
$^{34}Cl \longrightarrow {}^{34}S$	$0+ \longrightarrow 0+$	1,565±0,007 с	4460±4,5	3055±20
$^{42}Sc \longrightarrow {}^{42}Ca$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,6830±0,0015 с	5409±2,3	3077±9
$^{46}V \longrightarrow {}^{46}Ti$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,4259±0,0008 с	6032,1±2,2	3088±8
$^{50}Mn \longrightarrow {}^{50}Cr$	$0+ \longrightarrow 0+$	0,2857±0,0006 с	6609,0±2,6	3082±9

З а т р у д н ё н н ы е   п е р е х о д ы   отличаются от сверхразрешённых относительно слабым перекрытием волновых ф-ций начального и конечного ядерных состояний, вследствие чего матричные элементы оказываются малыми по сравнению с матричными элементами сверхразрешённых переходов. Примером затруднённых переходов могут служить переходы $0^+ \rightarrow 0^+$ между состояниями, принадлежащими разным изоспиновым мультиплетам. Такие переходы удовлетворяют правилам отбора фермиевского типа $\Delta I = 0$, $\Delta\pi = +1$ и описываются единств. матричным элементом $\int 1$. Если начальное и конечное ядерные состояния являются чистыми изоспиновыми состояниями, принадлежащими разным изомультиплетам, $\int 1 = 0$ и вероятность перехода $W = 0$. Однако кулоновское взаимодействие в ядрах нарушает изотопич. инвариантность и приводит к тому, что ядерные состояния (особенно в тяжёлых ядрах) не являются чистыми и содержат примеси состояний с др. изоспином. Вследствие этого матричные элементы таких переходов отличны от нуля, но они малы по сравнению с обычными разрешёнными матричными элементами, хотя правила отбора по спину и чётности и удовлетворены.

Запрещённые переходы — переходы, в к-рых лептонная пара уносит орбитальный момент и (или) осн. вклад в амплитуду процесса дают малые матричные элементы от операторов γ_5, α в эффективном гамильтониане H_β. Запрещённые переходы классифицируют по степени малости матричного элемента. К переходам 1-го порядка запрета относятся переходы, описываемые матричными элементами

$$\int \boldsymbol{\alpha},\ \int \boldsymbol{r},\ \int \gamma_5,\ \int [\boldsymbol{\sigma r}],\ \int (\boldsymbol{\sigma r}) \text{ и } \int B_{ij},$$

где

$$\int \boldsymbol{\alpha} = \langle f \,|\, \sum_{a=1}^{A} \boldsymbol{\alpha}^a\, \tau_{\pm}^a \,|\, i \rangle;\ \int \boldsymbol{r} = \langle f \,|\, \sum_{a=1}^{A} \boldsymbol{r}^a \tau_{\pm}^a \,|\, i \rangle \text{ и т. д.},$$

$$B_{ij} \equiv \sigma_i x_j + \sigma_j x_i - \frac{2}{3}(\boldsymbol{\sigma r})\,\sigma_{ij};$$

$i, j = 1, 2, 3$; x_i — компонента вектора $\boldsymbol{r}$. Первые 2 матричных элемента обусловлены векторным током, остальные — аксиальным. Матричные элементы, содержащие величину $\boldsymbol{r}$, возникают в том случае, когда лептонная пара уносит орбитальный момент 1. Правила отбора для матричных элементов $\int \gamma_5$, $\int (\boldsymbol{\sigma r})$ имеют вид: $\Delta I = 0$, $\Delta\pi = -1$. Для $\int \boldsymbol{\alpha}$, $\int \boldsymbol{r}$ и $\int [\boldsymbol{\sigma r}]$ правила отбора: $\Delta I^{\Delta\pi} = 1^-, 0^-$ (переходы $0 \leftrightarrow 0$ запрещены).

Переходы, описываемые матричным элементом $\int B_{ij}$, наз. у н и к а л ь н ы м и   п е р е х о д а м и   п е р в о г о   з а п р е т а. В таких переходах лептонная пара уносит полный момент 2, т. е. правила отбора имеют вид: