$\Delta I^{\Delta\pi}=2^-, 1^-, 0^-$ (запрещены переходы $0\to 0$, $0\leftrightarrow 1$, $^1/_2\to {}^1/_2$). Матричные элементы $\int\gamma_5$ и $\int\boldsymbol{\alpha}$ имеют порядок малости (v_N/c). Для матричных элементов, содержащих величину $\boldsymbol{r}$, естественно ожидать малости порядка $pR\,|\,\hbar\leqslant\mathscr{E}_0R\,|\,\hbar c$. Однако это справедливо только для уникальных переходов. Для остальных матричных элементов в случае, когда заряд ядра Z удовлетворяет условию $\xi=(Ze^2/R\mathscr{E}_0)\gg 1$, кулоновские эффекты приводят к возрастанию волновой ф-ции электрона внутри ядра, вследствие чего эти матричные элементы имеют порядок малости $Z/137$, а не $pR/\hbar$. Условие $\xi\gg 1$ выполняется для большинства β-переходов.

С ростом порядка запрета кол-во матричных элементов, определяющих вероятность перехода, увеличивается и трудность анализа эксперим. данных возрастает; при этом сами матричные элементы убывают по порядку величины. Правила отбора при β-переходах n-го порядка запрета: $\Delta\pi=(-1)^n$, $\Delta I\leqslant n$ для обычных переходов и $\leqslant n+1$ для уникальных переходов.

С ростом n и уменьшением матричных элементов величина $fT_{1/2}$ возрастает. Хотя диапазон её изменения у́же, чем для $T_{1/2}$, он всё же очень велик; поэтому принято характеризовать β-переходы величиной $\lg fT_{1/2}$ (табл. 2).

В сочетании с правилами отбора анализ величин $fT_{1/2}$ позволяет определить неизвестные значения ядерных спинов и чётностей, т. е. является одним из важных методов *ядерной спектроскопии*. Т. к. величины $fT_{1/2}$ непосредственно связаны с матричными элементами β-переходов, то они содержат информацию о ядерной структуре.

Табл. 2. — **Правила отбора для β-переходов различных типов**

Тип перехода	Правила отбора	$\lg fT_{1/2}$	$\lg f_nT_{1/2}$
Разрешённые			
сверхразрешённые	$\Delta I=0, 1$; $\Delta\pi=+1$	3,5±0,2	
затруднённые		5,7±1,1	
Запрещённые			
первого запрета	$\Delta I=1, 0$, $\Delta\pi=-1$	7,5±1,5	
уникальные первого запрета	$\Delta I=2$, $\Delta\pi=-1$		8,5±0,7
второго запрета	$\Delta I=2$, $\Delta\pi=+1$	12,1±1,0	
уникальные второго запрета	$\Delta I=3$, $\Delta\pi=+1$		11,7±0,9
третьего запрета	$\Delta I=3$, $\Delta\pi=-1$	18,2±0,6	
уникальные третьего запрета	$\Delta I=4$, $\Delta\pi=-1$		15,2 (^{40}K)
четвёртого запрета	$\Delta I=4$, $\Delta\pi=+1$	22,7 (^{115}In)	

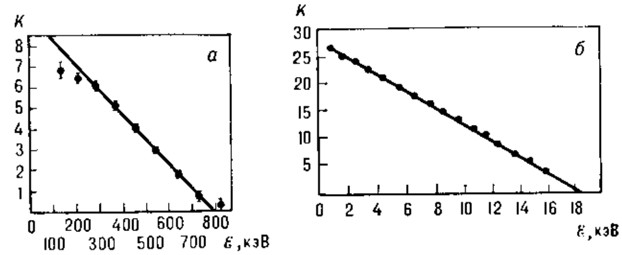
β-спектры экспериментально исследуются, как правило, с помощью *бета-спектрометров*. В случае разрешённых переходов β-спектры описываются выражением:

$$N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}\sim F(Z,\ \mathscr{E})\,p\mathscr{E}\,(\mathscr{E}_0-\mathscr{E})^2\,d\mathscr{E}. \qquad (12)$$

Для исследования β-спектров удобно пользоваться т. н. графиками Кюри, к-рые изображают зависимость величины $K=[N(\mathscr{E})/F(Z,\ \mathscr{E})\,p\mathscr{E}]^{1/2}$ от $\mathscr{E}$. Для разрешённых переходов график Кюри имеет вид отрезка прямой, пересекающей ось абсцисс в точке $\mathscr{E}=\mathscr{E}_0$ (рис. 4). Отличие перехода от разрешённого приводит к нарушению линейности. Бета-спектры запрещённых переходов могут значительно отличаться от разрешённых спектров из-за наличия зависящих от энергии членов в матричном элементе. Этот эффект обычно учитывается введением в правую часть выражения (12) зависящего от энергии множителя $S(\mathscr{E})$ (т. н. спектрального формфактора). Для уникальных переходов 1-го запрета (в пренебрежении кулоновскими эффектами):

$$S\sim[(\mathscr{E}^2-m_ec)^2+(\mathscr{E}_0-\mathscr{E})^2]. \qquad (13)$$

Уникальные переходы n-го запрета часто характеризуют не величинами $fT_{1/2}$, а $f_nT_{1/2}$, где f_n определяется ф-лой вида (9б), в подынтегральное выражение



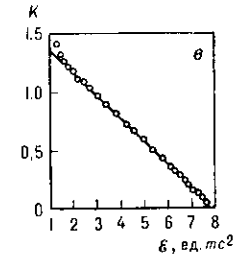


Рис. 4. Графики Кюри β-спектров нейтрона (а), трития (б) и ^{6}He (в).

к-рой введён спектральный формфактор $S_n(\mathscr{E})$ (табл. 2).

Энергетич. спектры обычных (не уникальных) переходов 1-го запрета, как правило, близки к разрешённым. Матричные элементы $\int\gamma_5$ и $\int\boldsymbol{\alpha}$ практически не содержат зависимости от энергии лептонов; для матричных элементов $\int\boldsymbol{r}$, $\int(\boldsymbol{\sigma r})$ и $\int[\boldsymbol{\sigma r}]$ в случае $\xi\gg 1$ из-за кулоновских эффектов спектральный формфактор не зависит от энергии. Исключение составляют нек-рые β-переходы 1-го запрета, в к-рых главные, не зависящие от энергии члены в матричном элементе взаимно сокращаются и малые поправки, зависящие от энергии, начинают играть существ. роль. Такая ситуация реализуется, напр., в случае β-распада ^{210}Bi (RaE, рис. 5).

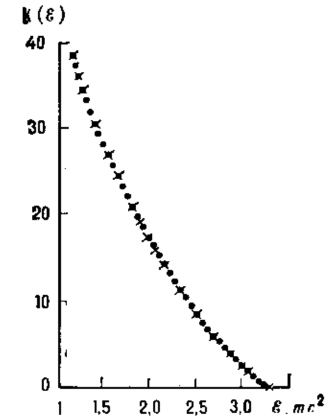


Рис. 5. График Кюри для β-распада RaE.

Во многих случаях Б.-р. происходит не в одно к.-л. состояние дочернего ядра, а в два или неск. состояний; при этом экспериментально наблюдаемый β-спектр складывается из двух или неск. парциальных спектров с разл. значениями граничных энергий. Такие β-спектры наз. сложными. Исследование β-спектров вблизи $\mathscr{E}_0$ позволяет получить информацию о m_ν. Если $m_\nu\neq 0$, то спектр разрешённых переходов должен отличаться от (12) и даётся ф-лой:

$$N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}\sim F(Z\mathscr{E})\,p\mathscr{E}\,(\mathscr{E}_0-\mathscr{E})\,[(\mathscr{E}_0-\mathscr{E})^2-(m_\nu c^2)^2]^{1/2}, \qquad (14)$$

из к-рой следует, что форма спектра вблизи $\mathscr{E}_0$ существенно зависит от m_ν. Отличие m_ν от 0 приводит к отклонению графика Кюри в области $\mathscr{E}_0$ от линейного. Для определения m_ν необходимо сравнить график Кюри с рассчитанными при разных значениях m_ν зависимостями $K(\mathscr{E})$. Исследования β-спектра ^{3}H ($\mathscr{E}_0=18{,}61$ кэВ) дали $m_\nu<35$ эВ/с². Результаты, полу-