

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P6-84-554

Ц.Вылов, Ш.Брианссон,¹ В.Б.Бруданин, Р.Вален,¹
К.Я.Громов, Ю.Г.Здесенко,² А.Маринов, А.Минкова,³
В.Н.Покровский, А.Пройкова,³ В.Г.Сандуковский

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ПОИСКУ ДВОЙНОГО
БЕЗНЕЙТРИННОГО БЕТА-РАСПАДА
С ПОМОЩЬЮ ППД

¹ Центр ядерной спектроскопии и масс-спектрометрии, Орсе, Франция.

² Институт ядерных исследований АН УССР, Киев.

³ Университет, София

В связи с интенсивным развитием теорий, предсказывающих несохранение лептонного заряда, в последние годы наблюдается значительный рост интереса к поиску процесса двойного безнейтринного бета-распада ($2\beta_{0\nu}$); обнаружение $2\beta_{2\nu}$ - распада интересно, но не имеет принципиального значения с точки зрения современной физики. Процесс $2\beta_{0\nu}$ -распада может дать уникальную информацию о некоторых свойствах слабого взаимодействия, таких, как, например природа и масса нейтрино, существование правых токов и т.д. Это и объясняет появление все новых предложений по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада. Следует заметить, что при крайне малой вероятности процесса $2\beta_{0\nu}$ -распада очень важное значение приобретает проблема снижения фона. Поэтому наибольший интерес представляют те нуклиды, у которых $Q_{2\beta}$ превышает величину 2,6 МэВ /верхнюю границу энергетического диапазона наиболее интенсивных γ -линий естественного радиоактивного фона/. Возможности исследования свойств нейтрино в процессах радиоактивного распада более подробно рассмотрены в обзоре ^{1/}.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пусть источник с исследуемым нуклидом размещается между двумя ППД из HPGe /рис.1/ ^{2/}. В результате $2\beta_{0\nu}$ -распада ядро, находящееся в некоторой точке объема источника, одновременно испускает два электрона. Направление движения электронов можно задать с помощью трех углов: θ_1 ($0 \leq \theta_1 \leq \pi$), θ_2 ($0 \leq \theta_2 \leq \pi$) и ϕ ($0 \leq \phi \leq 2\pi$), где ϕ - угол между проекциями на плоскость, параллельную источнику. В принципе, следовало бы задавать два угла ϕ_1 и ϕ_2 , однако, ввиду азимутальной симметрии, достаточно задания лишь разности углов $\phi = \phi_1 - \phi_2$. Нетрудно показать, что угол θ , определяющий угловую корреляцию электронов, следующим образом связан с углами θ_1, θ_2 и ϕ :

$$\cos \theta = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi . \quad //$$

Таким образом, при $2\beta_{0\nu}$ -распаде суммарно-энергетические спектры могут быть зарегистрированы как в отдельном детекторе при одновременном попадании двух электронов, так и двумя детекторами в режиме совпадения. Для моделирования эксперимента с помощью метода Монте-Карло необходимо иметь информацию о следующих процессах:



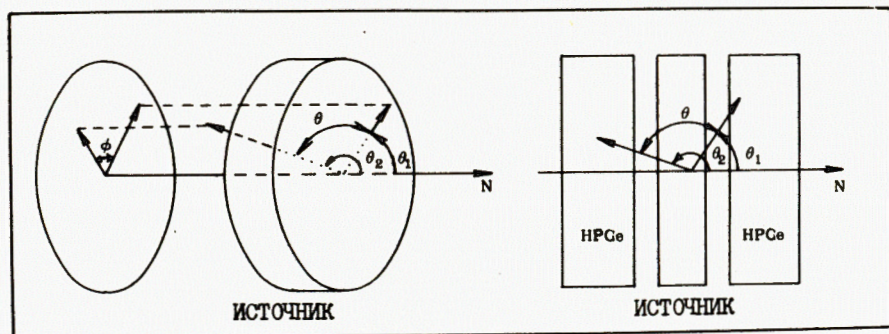


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью HPGe-детекторов / N - нормаль к поверхности источника/.

- а/ распределении энергии между двумя электронами;
- б/ угловой корреляции между направлениями вылета электронов;
- в/ направлении движения электронов из-за многократного рассеяния;
- г/ распределении энергетических потерь при прохождении электронов через вещество источника;
- д/ энергетическом разрешении детекторов;
- е/ эффективности регистрации электронов детекторами;
- ж/ фоне в области суммарно-энергетического спектра электронов.

Информацию о процессах а/ и б/ можно взять из теории $2\beta_{0\nu}$ -распада, а для всех других процессов - из экспериментальных исследований. Среди них главное место занимает исследование механизма прохождения электронов через вещество источника, определяющего функцию отклика спектрометра в целом, а значит, и чувствительность эксперимента.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Схема эксперимента показана на рис.2. Источник электронов (^{207}Bi) изготовлен методом испарения на алюминиевой фольге. Использование HPGe-детектора /100 мм² x 7 мм/ позволяло регистрировать как электроны, так и гамма-излучение ^{207}Bi , что обеспечивало достаточно точную энергетическую градуировку спектрометра. Изучалось прохождение электронов через фольги из алюминия и меди, причем толщина отдельных фольг составляла: 4,42±0,4 мг/см² /16,4 мкм/ для Al и 13,96±0,05 мг/см² /15,6 мкм/ для Cu. Выбор алюминия и меди связан как с доступностью однородных тонких фольг из этих материалов, так и с близостью наиболее вероятных потерь энергий (ΔE_{W}) к предсказываемым теорией для ^{48}Ca -

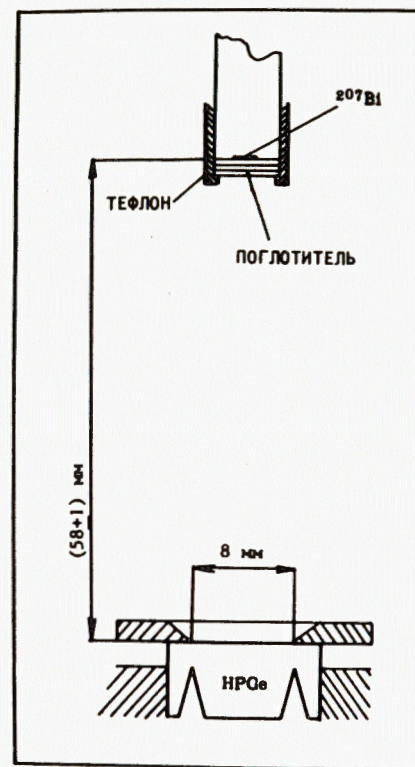


Рис.2. Схема эксперимента по исследованию прохождения электронов через вещество.

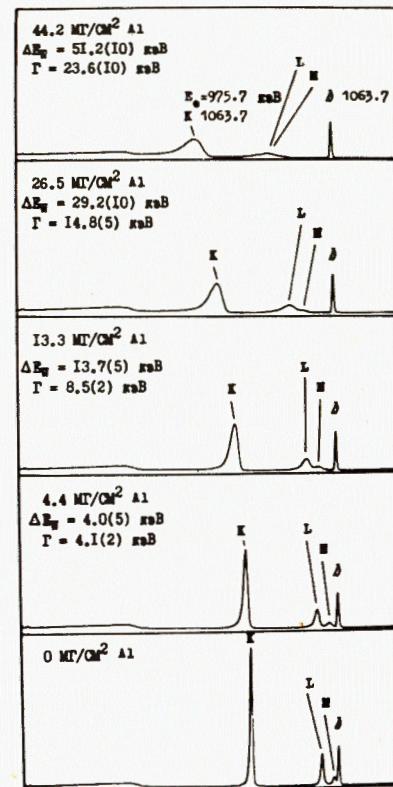


Рис.3. Фрагменты спектра излучений ^{207}Bi в области энергий 900-1100 кэВ, измеренные при различных толщинах поглотителя из алюминия.

одного из самых интересных кандидатов для поиска $2\beta_{0\nu}$ -распада. Поглотители располагались непосредственно перед источником и их замена проводилась с помощью шлюзового устройства без нарушения вакуума в камере спектрометра. Во всех измерениях расстояние источник-детектор составляло 58 мм, время экспозиции - $1,5 \cdot 10^4$ с, энергетическое разрешение детектора - 2,8 кэВ при $E_e = 975,7$ кэВ.

Фрагменты аппаратных спектров ^{207}Bi в области энергии 900-1100 кэВ, полученные с поглотителями из алюминия, показаны на рис.3. Там же приведены полученные значения ΔE_{W} , а также флюктуации потерь энергий Γ с учетом собственного энергетического разрешения системы источник-детектор. Экспериментальные значения ΔE_{W} и Γ как для Al, так и для Cu, приведены в табл.1.

Таблица 1

Сравнение экспериментальных и теоретических значений $\Delta E_{\text{в}}$ и Γ

Материал	Толщина поглотителя		$\Delta E_{\text{в}}$ (кэВ) эксп.	Γ (кэВ) эксп.	$\Delta E_{\text{в}}$ (кэВ), теория			Γ (кэВ), теория		
	мг/см ²	мм			/3/	/6/	/7/	/3/	/6/	/7/
Алюминий	4.42 (4)	16.4	4.0 (5)	4.1 (2)	4.1	4.5	4.5	1.5	3.7	4.1
	13.26(12)	49.2	13.7(5)	8.5(2)	13.5	14.2	14.4	4.4	7.7	8.2
	26.52(24)	98.4	29.2(10)	14.8(5)	28.6	29.5	29.7	8.8	12.6	13.2
	44.2 (4)	164	51.2(10)	23.6(10)	49.6	50.7	50.8	14.7	18.9	19.7
Медь	13.96(5)	15.6	12.5(5)	9.5(2)	12.1	13.2	13.3	4.4	10.8	11.7
	27.92(10)	31.2	27.3(10)	17.5(5)	25.7	27.3	27.5	8.8	16.9	18.0
	41.88(15)	46.8	44.5(10)	28.6(10)	39.8	41.8	42.1	13.2	22.4	23.6
	55.84(20)	62.4	59.3(15)		54.4	56.6	57.0	17.6	27.5	28.8
	69.80(25)	78.0	76.1(15)		69.2	71.7	72.1	22.0	32.5	33.9
	83.76(30)	93.6	96.0(19)		84.3	86.9	87.3	26.4	37.3	38.8

С точки зрения моделирования эксперимента представляет интерес сравнить полученные нами результаты с теоретическими.

Энергетические потери электронов при прохождении через вещество поглотителя складываются из потерь на возбуждение и ионизацию атомов вещества, которые играют основную роль при энергии меньше 5 МэВ, а также из потерь, обусловленных испусканием тормозного излучения в кулоновском поле ядер.

Согласно Ландау^{/3/}, распределение ионизационных потерь энергии ΔE /МэВ/ для данной толщины поглотителя X /г/см²/ представляется в виде функции универсального безразмерного параметра λ :

$$f(X, \Delta E) = \frac{1}{\xi} \phi(\lambda), \quad /2/$$

где

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty + \sigma}^{i\infty + \sigma} \exp(u \ln u + \lambda u) du, \quad \lambda = \frac{\Delta E}{aX} - \ln \frac{2m_e c^2 aX \beta^2}{(1-\beta^2)I^2} - \beta^2 + 0,423, \quad /3/$$

$$\xi = X \frac{2\pi N r_0^2 m_e c^2 Z}{A \beta^2}, \quad a = 0,154 \frac{Z}{A \beta^2} / \text{МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}.$$

Здесь: Z - атомный номер; A - атомный вес /г/моль; $\beta = v/c$; $m_e c^2$ - масса покоя электрона /МэВ/; N - число Авогадро /моль⁻¹/; I - средний потенциал ионизации /МэВ/; r_0 - классический радиус электрона /см/.

Максимум распределения $\phi(\lambda)$ соответствует наиболее вероятным потерям. Из теории Ландау вытекают следующие выражения:

$$\Delta E_{\text{в}} = aX \left[\ln \frac{2\pi r_0^2 (m_e c^2)^2 N Z X}{(1-\beta^2) A I^2} - \beta^2 + 1,116 - \delta \right] / \text{МэВ}, \quad /4/$$

$$\Gamma = 0,61 \frac{Z X}{A \beta^2} / \text{МэВ}, \quad /5/$$

где δ - член, учитывающий поляризацию среды. Численные расчеты δ для различных веществ были сделаны в работах^{/4,5/}.

Функция распределения потерь по Ландау не учитывает резонансных эффектов передачи энергии электронным оболочкам в атомах вещества поглотителя. Блунк и Лейзеганг^{/6/} учли эти эффекты в указанных выше процессах и аппроксимировали $\phi(\lambda)$ в виде суммы четырех гауссианов. В результате ширина распределения увеличилась на величину, зависящую от значения так называемого "резонансного" фактора:

$$b^2 = 12 \cdot 10^{-5} Z^{4/3} \frac{\overline{\Delta E}}{aX}, \quad /6/$$

где $\overline{\Delta E}$ - средние потери энергии в поглотителе /МэВ/.

На основе подхода Блунка и Лейзеганга, Финдли и Дюсотой^{/7/} улучшили аппроксимацию $\phi(\lambda)$, представив ее в виде суммы девяти гауссианов.

Сравнение полученных нами экспериментальных данных для электронов с энергией 975,7 кэВ (²⁰⁷Bi) с теоретическими расчетами приведено в табл.1 и проиллюстрировано рис.4 и рис.5. Все расчеты выполнены без учета эффекта плотности (δ) и потерь на тормозное излучение, так как их суммарный вклад $\leq 1\%$ при анализируемых энергиях электронов^{/8/}. Данные о ΔE взяты из^{/8/}, а о средних потенциалах ионизации Al и Cu - из^{/5/} / I(Al) = 163 эВ; I(Cu) = 314 эВ/. Заметим, что кривые распределения потерь по Ландау на рис.5 получены в приближении^{/7/} без учета резонансного члена / $b^2 = 0$ /.

Как видно, теория Ландау удовлетворительно описывает $\Delta E_{\text{в}}$ до толщин ~50 мг/см, но дает заниженные значения Γ^* . Включение резонансных эффектов^{/6,7/} существенно улучшает согласие с экспериментом, так что для моделирования функции отклика спектрометра при толщинах источника, не превышающих 50 мг/см², можно поль-

* Аналогичный факт наблюдается и для более тяжелых релятивистских частиц, в частности, для π -мезонов с энергией 10 ГэВ при прохождении кремния толщиной ~90 мг/см²/9/.

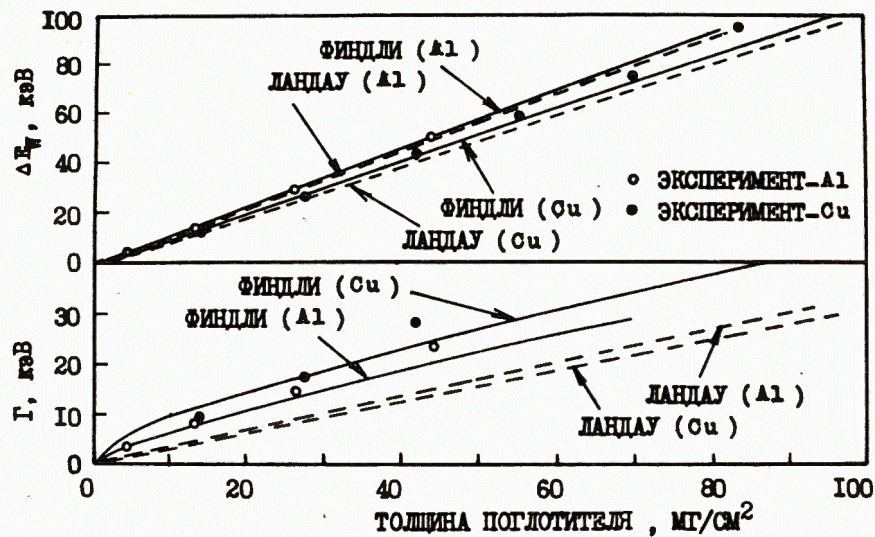


Рис.4. Зависимости расчетных величин ΔE_W и Γ от толщины поглотителя из алюминия и меди /точки - экспериментальные значения/.

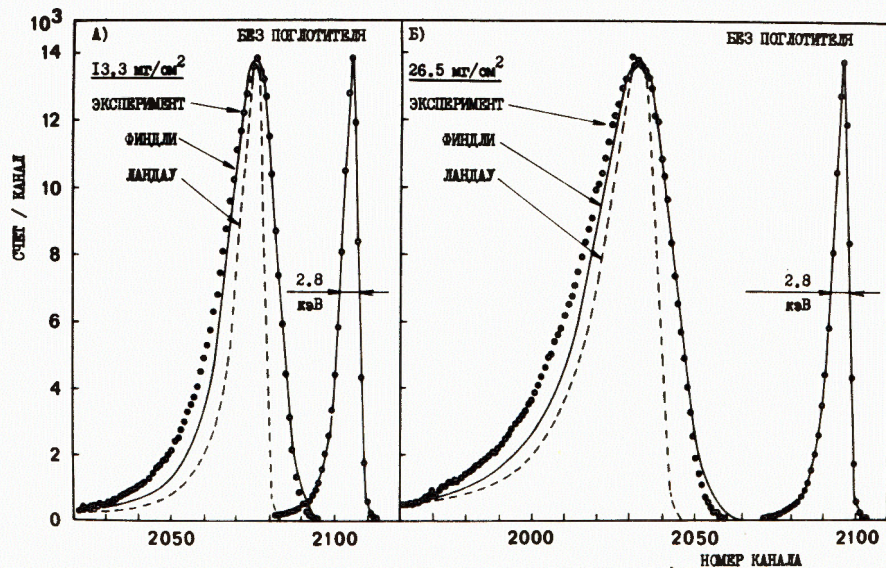


Рис.5. Сравнение экспериментальных и теоретических распределений потерь энергии при прохождении электронов через алюминий.

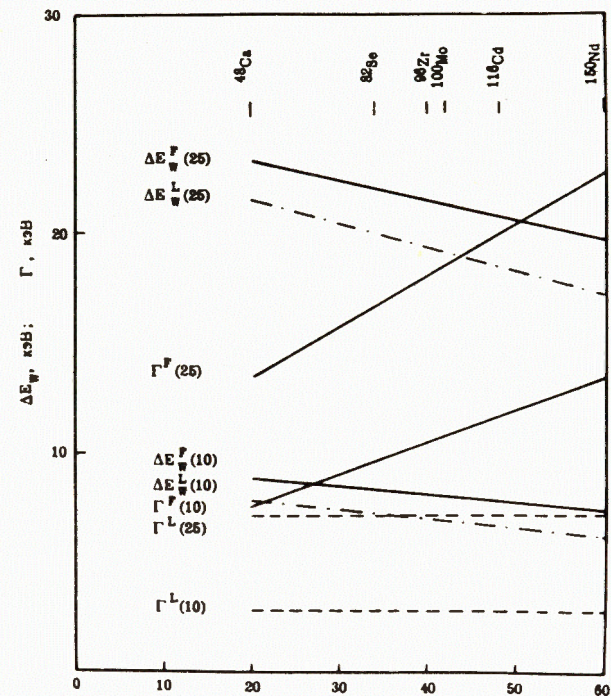


Рис.6. Зависимость расчетных величин ΔE_W и Γ от значения поглотителя для различных толщин поглотителей /L - расчет по Ландау^{3/}; F - расчет по Финдли^{7/} /.

зваться приближением^{7/}. Отметим, что учет резонансных эффектов приводит к росту значений Γ с увеличением Z /см. рис.6/, в отличие от поведения Γ в рамках теории Ландау. Безусловно, этот факт необходимо учитывать при выборе оптимальной толщины источника для ядер с большим Z (¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹⁵⁰Nd).

ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА СПЕКТРОМЕТРА СОВПАДЕНИЙ

Будем рассматривать $2\beta_{0\nu}$ -распад между основными состояниями материнского и дочернего ядер, т.е. переход $0^+ - 0^+$. Возможный вклад механизма правых токов учитывать не будем. Тогда в предположении $\pi_\nu = 0$ распределение энергии отдельных электронов $F(E)$ можно считать колоколообразным, а угловое распределение двух электронов - подчиненным функции^{10/}:

$$f(\theta) = 1 - \cos\theta.$$

/7/

Для упрощения процедуры расчета распределение $F(E)$ из^{11/} аппроксимировано выражением:

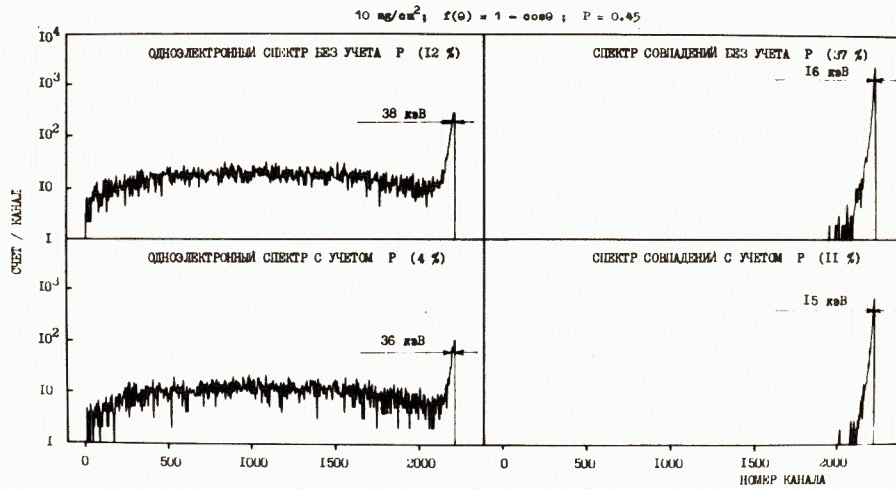


Рис.7. Модельные спектры электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /толщина источника - 10 мг/см²; коэффициент обратного рассеяния от HPGe-детектора - 0,45; $f(\theta) = 1 - \cos\theta$.

$$F(E) = -4 \left(\frac{E}{Q_{2\beta}} \right)^2 + 4 \frac{E}{Q_{2\beta}} + 0,4. \quad /8/$$

Для источников толщиной более 10 мг/см² вкладом собственного энергетического разрешения HPGe-детектора /меньше 4 кэВ/ можно пренебречь. На данном этапе анализа мы принимаем, что коэффициент обратного рассеяния электронов от детектора при диффузном угловом распределении первичного пучка равен $P = 0,45$ ^{12,13/}.

Алгоритм расчета построен следующим образом:

а/ генерируются координаты точки распада по объему источника;
 б/ генерируется направление вылета первого электрона ($\cos\theta_1$ и ϕ_1);

в/ с учетом $f(\theta)$ /см. /7// генерируется направление вылета второго электрона;

г/ с учетом $F(E)$ /см. /8// генерируется значение энергии первого электрона E_1 , а E_2 вычисляется из соотношения $E_2 = Q_{2\beta} - E_1$, т.е. энергия отдачи ядра не учитывается;

д/ изменение направления движения электронов учитывалось по теории Мольера /см. напр., /12//;

е/ распределение энергетических потерь находилось в приближении /7/, причем потенциал ионизации $I(\text{Ca}) = 228$ кэВ рассчитывался из полуэмпирической формулы /5/;

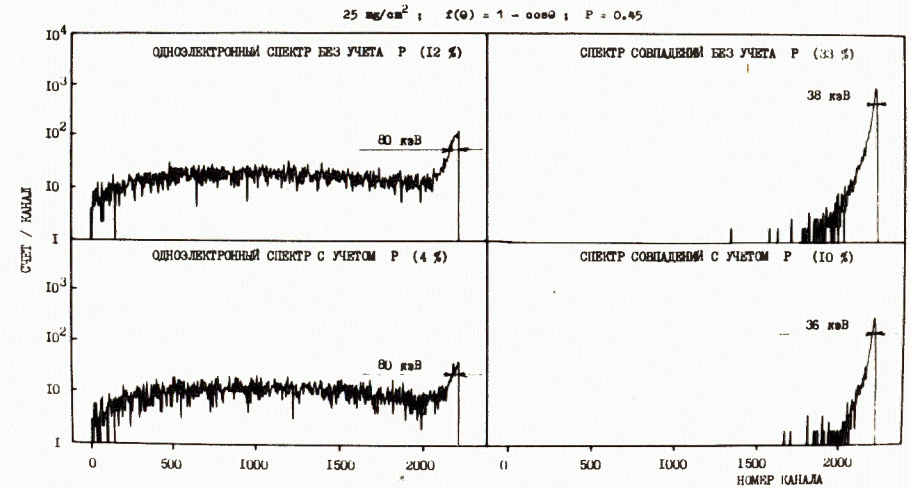


Рис.8. Модельные спектры электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /источник - 25 мг/см²; $P = 0,45$; $f(\theta) = 1 - \cos\theta$.

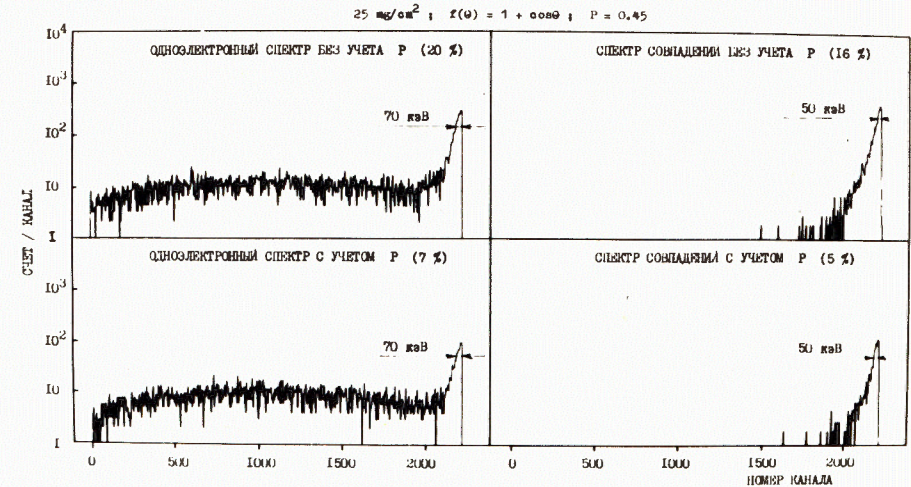


Рис.9. Модельные спектры электронов $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /источник - 25 мг/см²; $P = 0,45$; $f(\theta) = 1 + \cos\theta$.

ж/ с учетом вероятности попадания электронов в один или два детектора /режим совпадения/ и вероятности их регистрации строятся энергетические "одноэлектронные" спектры, регистрируемые одним детектором, а также спектры совпадения.

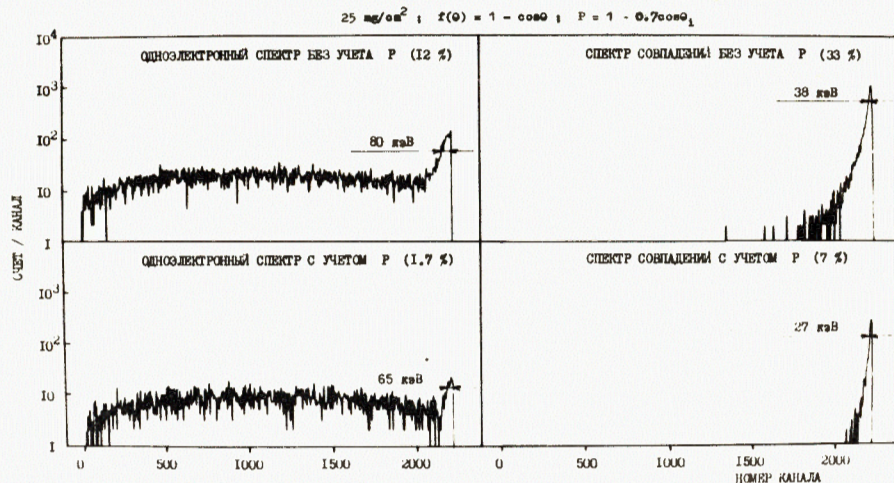


Рис.10. Модельные спектры электронов из $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca /источник - 25 мг/см^2 ; $P = 1 - 0,7 \cos\theta_i$; $f(\theta) = 1 - \cos\theta$ /.

Аппаратурные спектры для $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca моделировались при следующих геометрических условиях: диаметр источника и детектора - 56 мм, расстояние источник-детектор - 1 мм, толщина источника 10 и 25 мг/см^2 . Эти спектры с учетом и без учета обратного рассеяния показаны на рис.7 и 8. В скобках указана эффективность регистрации, оцененная по пику полного поглощения.

Полученные результаты показывают, что для толщин источника от 10 мг/см^2 до 25 мг/см^2 возможно получить энергетическое разрешение от 15 до 36 кэВ для режима совпадений. Очевидно, что можно использовать и результаты суммирования энергий двух электронов в одном детекторе, учитывая при этом, что энергетическое разрешение и фон будут хуже. Как и следовало ожидать, роль этого режима возрастет, если угловая корреляция задается не функцией /7/, а имеет вид

$$f(\theta) = 1 + \cos\theta, \quad /10/$$

что демонстрируется рис.9. Заметим, что суммарная эффективность регистрации $2\beta_{0\nu}$ -распада парой детекторов /т.е. удвоенная эффективность "одноэлектронной" регистрации + эффективности "совпадений"/ практически не зависит от вида угловой корреляции /18 ÷ 19%, но перераспределяется между этими компонентами.

Рассматривая полученные результаты, следует отметить, что эффективность регистрации электронов зависит прежде всего от величины и угловой зависимости обратного рассеяния электронов от HPCe-детектора. Поэтому на основании /12/ и /14/ также был рассмотрен вариант $P = 1 - 0,7 \cos\theta_i$.

/11/

Модельные спектры для источника толщиной 25 мг/см^2 /рис.10/ указывают на улучшение энергетического разрешения при некоторой потере в эффективности регистрации.

Недавно были выполнены теоретические расчеты функции отклика для HPCe-детектора при $\theta_1 \leq 45^\circ$, которые показали /15/, что для энергии электронов $E < 5 \text{ МэВ}$ величина $P \sim 0,3$. Это позволяет надеяться на несколько более оптимистические оценки эффективности регистрации. Кроме того, в работе /15/ рассмотрен процесс радиационных потерь электронов в детекторе, которые также уменьшают эффективность регистрации. Учитывая величину эффекта и условия нашего эксперимента, можно оценить, что такие потери в относительной эффективности вряд ли превысят 5%. Поскольку точность учета обратного рассеяния пока что заметно хуже, вкладом радиационных потерь пренебрегли. Для уточнения вклада этих процессов мы планируем провести серию экспериментов.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим телескоп из $2n$ HPCe-детекторов с двухсторонней регистрацией электронов и собственным энергетическим разрешением лучше 4 кэВ. Между детекторами располагается $(2n-2)$ пленочных источников толщиной 25 мг/см^2 /рис.11/. Источник в центре телескопа не ставится потому, что здесь технологически удобно подвести охлаждение. Сигналы от детекторов поступают на входы микрогибридных компактных предусилителей, объединенных в четные и нечетные каналы. Малая вероятность $2\beta_{0\nu}$ -процесса позволяет использовать только два амплитудных тракта, состоящих из фор-

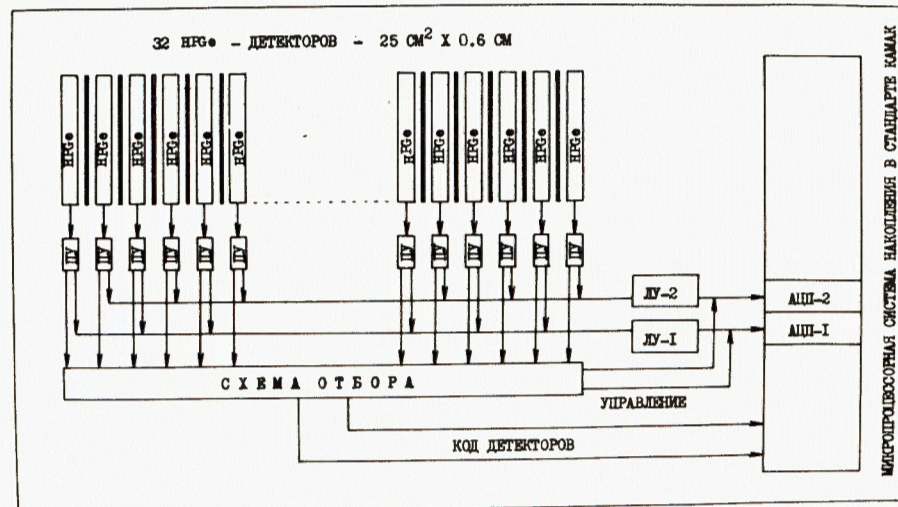


Рис.11. Блок-схема эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью HPCe-детекторов.

Таблица 2

Характеристики источников и ожидаемое число $2\beta_{0\nu}$ -распадов при различных значениях $T_{1/2}$ в эксперименте с 32 HPGe-детекторами /25 см²х0,6 см/.

Нуклид	Q кэВ	Распр. %	N (18.5 г)	Число распадов за 1 год при $T_{1/2}^{0\nu}$			
				10^{20}	10^{21}	10^{22}	10^{23} /лет/
⁴⁸ Ca	4271.4 (39)	0.187	23.2×10^{22}	1608	161	16	1.6
⁸² Se	3005 (12)	9.2	13.6×10^{22}	943	94	9	0.9
⁹⁶ Zr	3350.2 (33)	2.8	11.6×10^{22}	804	80	8	0.8
¹⁰⁰ Mo	3032 (6)	9.6	11.1×10^{22}	769	77	8	0.8
¹¹⁶ Cd	2808 (5)	7.5	9.6×10^{22}	665	66	7	0.7
¹⁵⁰ Nd	3367.0 (22)	5.6	7.4×10^{22}	513	51	5	0.5
⁷⁶ Ge	2040.7 (5)	7.8	/200 г/ 158.5×10^{22}	10985	1099	110	11

мирующего усилителя и АЦП. Система накопления на основе блоков и микро-ЭВМ в стандарте КАМАК регистрирует код амплитуды импульса /12 разрядов/ и код соответствующего HPGe-детектора из четной или нечетной группы /4 разряда/. Таким образом, максимальное число детекторов в одном телескопе равно 32, из чего мы и будем исходить в дальнейших оценках.

Логика организации эксперимента такова, что регистрируются лишь импульсы от одного детектора или от двух соседних, ППД, совпадающие в пределах разрешающего времени схемы отбора. Энергетическая градуировка каждого детектора осуществляется независимо /возможно, с помощью γ -переходов естественного радиоактивного фона/ и окончательная сортировка аппаратурных спектров проводится в энергетической шкале как для всех отдельных детекторов, так и для двух детекторов в режиме совпадений.

Оценим чувствительность эксперимента при такой постановке для одного телескопа, состоящего из 32 детекторов. При толщине 25 мг/см², вес отдельного источника - 0,62, вес 30 источников - 18,5 г. При этом в 32 детекторах HPGe размером 25 см² х 0,6 см /суммарный чувствительный объем ~ 470 см³/ оказывается ~ 200 г ⁷⁶Ge, что позволяет в одном эксперименте вести поиск $2\beta_{0\nu}$ -распада как для нуклида источника, так и для ⁷⁶Ge. В табл.2 приведены соответствующие числа ядер с $Q_{2\beta} > 2,6$ МэВ. Там же дано и число ожидаемых распадов за один год для различных предполагаемых периодов полураспада $T_{1/2}$. Значение $Q_{2\beta}$ (⁷⁶Ge) взято из /16/.

Для предварительной оценки нижней границы величины $T_{1/2}$ можно воспользоваться формулой /17/:

$$\lim T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 \cdot N \cdot \epsilon \cdot \Delta t}{\sqrt{N_{\phi}}}, \quad /12/$$

где N - число ядер в источнике; ϵ - эффективность регистрации; N_{ϕ} - число фоновых отсчетов в исследуемом энергетическом диапазоне; Δt - время измерения.

Оценим радиоактивный фон в области $Q_{2\beta}$ (⁷⁶Ge) ~ 2,04 МэВ и $Q_{2\beta} > 2,6$ МэВ. В настоящее время наилучшие результаты получены группой Миланского университета: индекс фона $i \sim 1,4 \cdot 10^{-5}$ и $\sim 10^{-6}$ (имп./кэВ⁻¹·ч⁻¹·см⁻³) соответственно /17,18/. Эти результаты получены для коаксиального Ge(Li)-детектора чувствительного объема ~ 130 см³ с использованием комплекса средств защиты от фона - подземная лаборатория, отбор конструкционных материалов, пассивная защита. Последующие усилия с новым детектором привели к уменьшению индекса фона примерно в 5 раз. Мы предполагаем добиться дальнейшего снижения фона за счет: конфигурации кристалла, применения метода совпадений, усиления подавления фона /активная защита; ориентация телескопа/. Тогда ожидаемый индекс фона в области ~ 2 МэВ составит $i \sim 3 \cdot 10^{-7}$, а при $E > 2,6$ МэВ - $i \sim 10^{-8}$.

Итак, оценим чувствительность эксперимента для одного телескопа из 32 HPGe-детекторов с полным чувствительным объемом ~ 470 см³ при измерении в течение одного года /~ 8760 ч/. В случае ⁴⁸Ca примем исследуемый энергетический интервал 72 кэВ (2Г), а эффективность регистрации только для режима совпадений $\epsilon = 0,1$. Тогда ожидаемое число фоновых отсчетов составит ~ 3 имп./год, а согласно /12/

$$\lim T_{1/2}^{0\nu} (^{48}\text{Ca}) \sim 9 \cdot 10^{21} \text{ лет.} \quad /13/$$

В случае же ⁷⁶Ge $2\Gamma = 8$ кэВ, а эффективность примем равной 0,8 для учета краевых эффектов, тогда ожидаемое число фоновых отсчетов составит ~ 10 имп./год, а, согласно /12/,

$$\lim T_{1/2}^{0\nu} (^{76}\text{Ge}) \sim 2,8 \cdot 10^{23} \text{ лет.} \quad /14/$$

В случае же использования n телескопов полученные оценки улучшатся в \sqrt{n} раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада обычно разделяют на опознавательные и полные /20/. В первом случае исследуется лишь суммарно-энергетический спектр электронов, во втором - полная картина распада. В предлагаемой постановке поиск $2\beta_{0\nu}$ -распада ⁷⁶Ge относится к классу опознавательных, а ⁴⁸Ca - занимает некоторое промежуточное положение. Действительно, применение телескопа HPGe-детекторов вводит координатную регистрацию за счет уменьшения поверхности отдельного источника, а применение метода совпадения учитывает угловую корреляцию электронов.

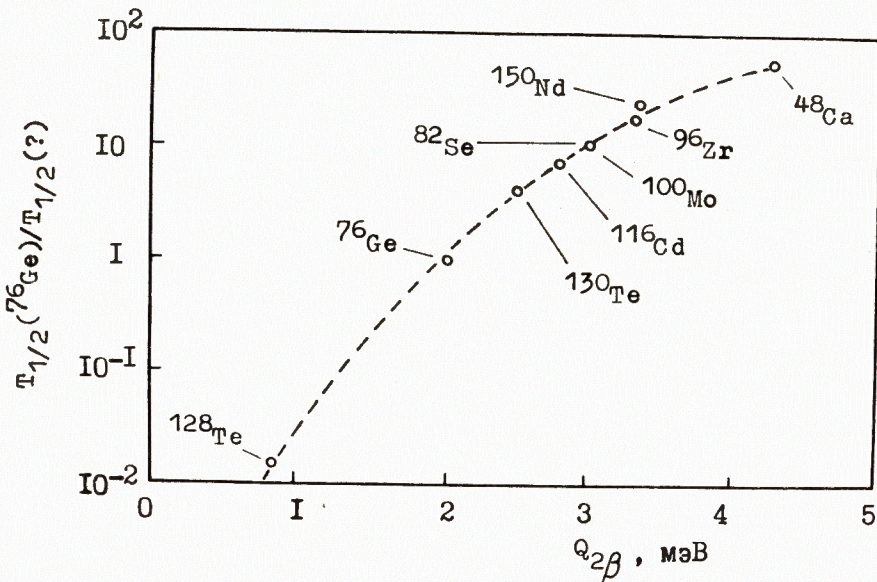


Рис.12. Зависимость отношения вероятностей $2\beta_{0\nu}$ -распада для наиболее перспективных нуклидов и ^{76}Ge как функции энергии распада $Q_{2\beta}$.

Лучшие результаты по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада ^{48}Ca составляют $T_{1/2}^{0\nu} \geq 2 \cdot 10^{20}$ лет /²¹/ в классе опознавательных и $T_{1/2}^{0\nu} \geq 2 \cdot 10^{21}$ лет /²²/ в классе полных опытов. Предварительная оценка чувствительности предложенного нами метода /13/ не уступает результату /²²/, хотя и требует более длительного времени набора статистики. Возможным резервом увеличения чувствительности эксперимента является увеличение числа телескопов, а также введение координатной регистрации в пределах отдельных пар детекторов.

В случае же ^{76}Ge наилучший результат составляет $T_{1/2}^{0\nu} \geq 7,2 \cdot 10^{22}$ лет /¹⁹/ Наша предварительная оценка /¹⁴/ сопоставима с результатами, которые можно ожидать на основании динамики результатов группы Миланского университета. Возможным резервом повышения чувствительности эксперимента является улучшение энергетического разрешения детекторов путем оптимизации размеров кристалла, а также применение материала из обогащенного ^{76}Ge при изготовлении ППД.

И, наконец, одно замечание о выборе кандидатов для поиска $2\beta_{0\nu}$ -распада. Вероятность процесса возрастает с ростом $Q_{2\beta}$ /рис.12/ и при прочих равных условиях, например в случае ^{48}Ca , в 50 раз больше, чем для ^{76}Ge . С другой стороны, при этом возрастает и вероятность $2\beta_{2\nu}$ -распада по сравнению с $2\beta_{0\nu}$ распадом /рис.13/ - для ^{48}Ca отношение этих вероятностей доходит до

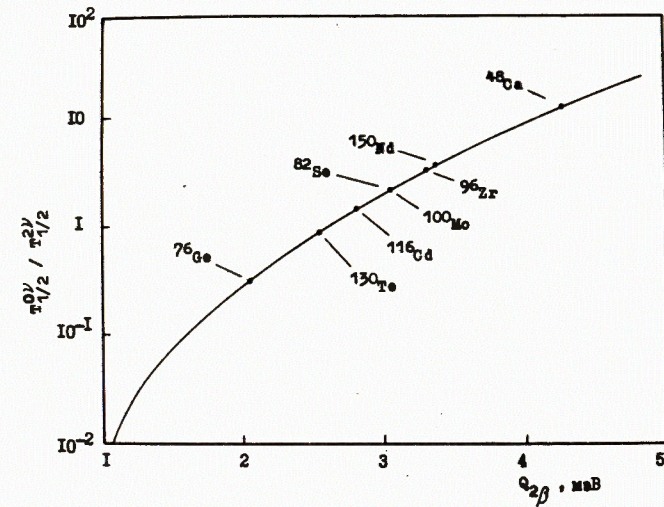


Рис.13. Зависимость отношения вероятностей $2\beta_{0\nu}$ - $2\beta_{2\nu}$ - распадов как функции $Q_{2\beta}$.

10. Этот факт лишней раз подчеркивает необходимость постановки эксперимента с возможно более высоким энергетическим разрешением. Помимо перечисленных, существуют еще несколько факторов, которые следует учесть при выборе исследуемого нуклида и оценки полученных результатов. Во-первых, это трудности с расчетом соответствующих матричных элементов. Во-вторых, возможность открытия конкурирующих каналов распада /например, для ^{48}Ca и ^{96}Zr - бета-распад/. В третьих, возможное ухудшение энергетического разрешения для источников с большим Z .

После исследования эффективности регистрации электронов с помощью HPGe-детектора, а также измерения фона в планируемых лабораторных условиях мы надеемся более точно оценить возможности предлагаемого подхода.

В заключение мы хотели бы поблагодарить В.Г.Чумина, Б.П.Осипенко и Я.Юрковского за полезные дискуссии и помощь в проведении исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вылов Ц. ОИЯИ, Р6-83-517, Дубна, 1983.
2. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-82-405, Дубна, 1982.
3. Landau L. J.Phys. USSR, 1944, 8, p. 201; Ландау Л.Д. Собрание трудов. "Наука", М., 1969, т.1, с. 482.
4. Halpern O., Hall H. Phys.Rev., 1948, vol. 73, p. 477.
5. Sternheimer R.M. Phys.Rev., 1952, vol. 88, p. 851; 1956, vol. 103; p. 511; 1966, vol. 145, p. 247.

6. Blunk O., Leisegang S. Z.Phys., 1950, 128, p. 500.
7. Findlay D.J.S., DuSautoy A.R. Nucl.Instr. and Meth., 1980, 174, p. 531.
8. Berger M.J., Seltzer F.M. In/ "Studies of Penetration of Charged Particles Through Matter", Nucl.Sci.Ser.Rep., No 39, NAS-NRC, publ. 1133, Washington, 1964, p. 205.
9. Bonamy P. et al. Proc. of Workshop held at Fermilab, October, 1981.
10. Rosen S.P. Proc. of the Conf. "Neutrino-81", Hawaii, 1981, vol. 2, p. 76.
11. Doi M. et al. Progr.Theor.Phys., 1983, vol. 70, No 5, p. 1353.
12. Кноп Г., Пауль В. В кн.: "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия", под ред. К.Зигбана, Атомиздат, М., 1969, вып. 1, с. 34.
13. Акимов Ю.К. ОИЯИ, P13-82-776, Дубна, 1982.
14. Waldschmidt M., Wittig S. Nucl.Instr. and Meth., 1968, vol. 64, p. 189.
15. Noma H. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1983, vol. 211, p.391.
16. Ellis R.J. et al. Phys.Lett., 1984, vol. 136B, No. 3, p.146.
17. Bellotti E. Proc. "Neutrino-82", Budapest, 1982, vol.1, p. 216.
18. Bellotti E. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 121B, No. 1, p.72.
19. Bellotti E. Report on "Neutrino-84", Conference, Dortmund, 1984.
20. Здесенко Ю.Г. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 6, с. 1369.
21. Mateosian E., Goldhaber M. Phys.Rev., 1966, vol. 146, p.810.
22. Bardin R.K. et al. Nucl.Phys., 1970, vol.A158, p. 337.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1984 года.

Вылов Ц. и др.

P6-84-554

О чувствительности эксперимента по поиску двойного
безнейтринного бета-распада с помощью ППД

Проведена оценка чувствительности эксперимента по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью телескопов из 32 HPGe-детекторов. Экспериментально исследован процесс прохождения электронов через тонкие фольги и проведено сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами. Показано, что в рамках принятых допущений при использовании телескопа из 32 HPGe-детекторов и пленочных источников толщиной 25 мг/см² $\lim T_{1/2}^{0\nu}({}^{48}\text{Ca}) \sim 9 \cdot 10^{21}$ лет и $\lim T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) \sim 2,8 \cdot 10^{23}$ лет.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Г.Г.Сандуковской

Vylov Ts. et al.

P6-84-554

On sensitivity of Experiment on Search for Neutrinoless
Double Beta-Decay by Using Semiconductor Detectors

An estimate of sensitivity of the experiment on search of $2\beta_{0\nu}$ -decay by using telescopes of 32 HPGe detectors is made. The penetration of electrons through thin foils is investigated experimentally. The obtained results are compared with the theoretical calculations. It is shown that under the given assumptions, using telescope of 32 HPGe detectors and sources of 25 mg/cm² thickness one obtains $\lim T_{1/2}^{0\nu}({}^{48}\text{Ca}) \sim 9 \cdot 10^{21}$ y and $\lim T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) \sim 2,8 \cdot 10^{23}$ y.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1984