

Поиск одно- и трех-нуклонных распадов ^{76}Ge



в эксперименте  GERDA

А.А. Смольников
от имени коллаборации GERDA

Три в одном

В одном эксперименте **GERDA** проводился поиск ответов сразу на несколько актуальных вопросов современной физики и космологии, выходящих за рамки Стандартной Модели: нарушение законов сохранения лептонного $\Delta L \neq 0$ и барионного $\Delta B \neq 0$ чисел и поиск кандидатов на роль **ТМ**

* Поиск $0\nu\beta\beta$ - безнейтринного двойного бета-распада ^{76}Ge :


⇒ $\Delta L \neq 0$ - несохранение лептонного числа и доказательство майорановской природы ν - что должно подтвердить аргументы в пользу *Лептогенеза* как источника барионной асимметрии ранней Вселенной.

** Поиск распада / исчезновения нуклонов, связанных внутри ядра ^{76}Ge :

⇒ $\Delta B \neq 0$ - нарушение закона сохранения барионного числа - является одним из трех фундаментальных критериев, необходимых для возникновения асимметрии материи-антиматерии в ранней Вселенной [*А.Д.Сахаров, 1967*]. *Бариогенезис*.

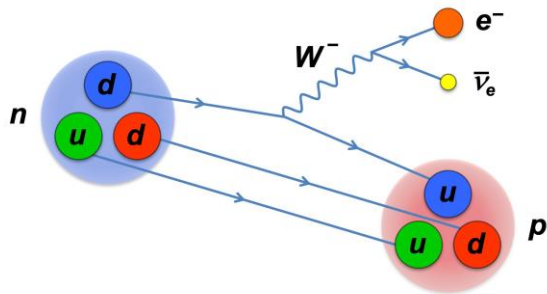
*** Поиск бозонных частиц **ТМ (SuperWIMPs)** при их взаимодействии с электронами атомов ^{76}Ge [*Phys. Rev. Lett. 125, 011801(2020)* ; [arXiv:2405.15954](https://arxiv.org/abs/2405.15954) [*nucl-ex*] ,

⇒ **ТМ** – регистрация сигналов от возможных кандидатов на роль Темной Материи ,

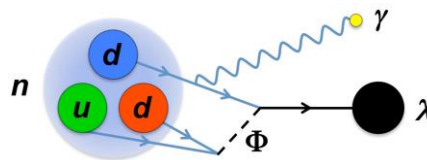
в том числе 

Neutron dark decay

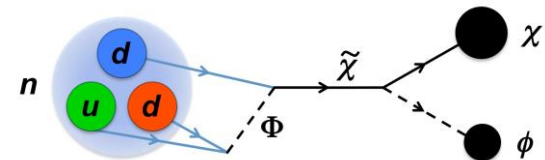
Общим механизмом для объяснения асимметрии материи-антиматерии во Вселенной и природы ТМ может быть альтернативное решение проблемы ТМ с помощью “темных” или “зеркальных” нейтронов - смотри, например, в [1]



Neutron β -decay in SM



Neutron \rightarrow dark matter + γ



Neutron \rightarrow two dark particles

χ и $\tilde{\chi}$ - один или два “зеркальных” (“темных”) нейтрона, а Φ и ϕ - “темные” бозоны.

Кроме * **исчезновения нейтрона при рождении его темного собрата**, т.е. при переходе из обычного в зеркальный мир, возможен и ** **альтернативный процесс – аннигиляция нейтрона** в ядре при его столкновении с темным (анти-)нейтроном из галактического гало ТМ [2]

*** Исчезновение нейтрона с переходом в невидимый зеркальный может быть **объяснением разницы ($\sim 4\sigma$) между измеренными временами жизни нейтрона** в нейтронном пучке (“beam” experiments) и при распаде ультрахолодных нейтронов в замкнутом объеме (“bottle” type) [3].

[1] H Ejiri and J D Vergados, *Journal of Physics G*, 46.2 (2019)

[2] M. Jin and Y. Gao, *Phys. Rev. D* 98, 7 (2018)

[3] B.Fornal and B. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.* 120.19 (2018); *Mod. Phys. Lett., A* 35.31 (2020)

НАРУШЕНИЕ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ. C-АСИММЕТРИЯ И **БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ**

А.Д. Сахаров

(ЖЭТФ. Письма в редакцию. 1967. Т. 5, вып. 1. С. 32 — 35)

Из эраренга С. Окубо
при большой температуре
для Вселенной смена шуда
по ее кривой асимметрии



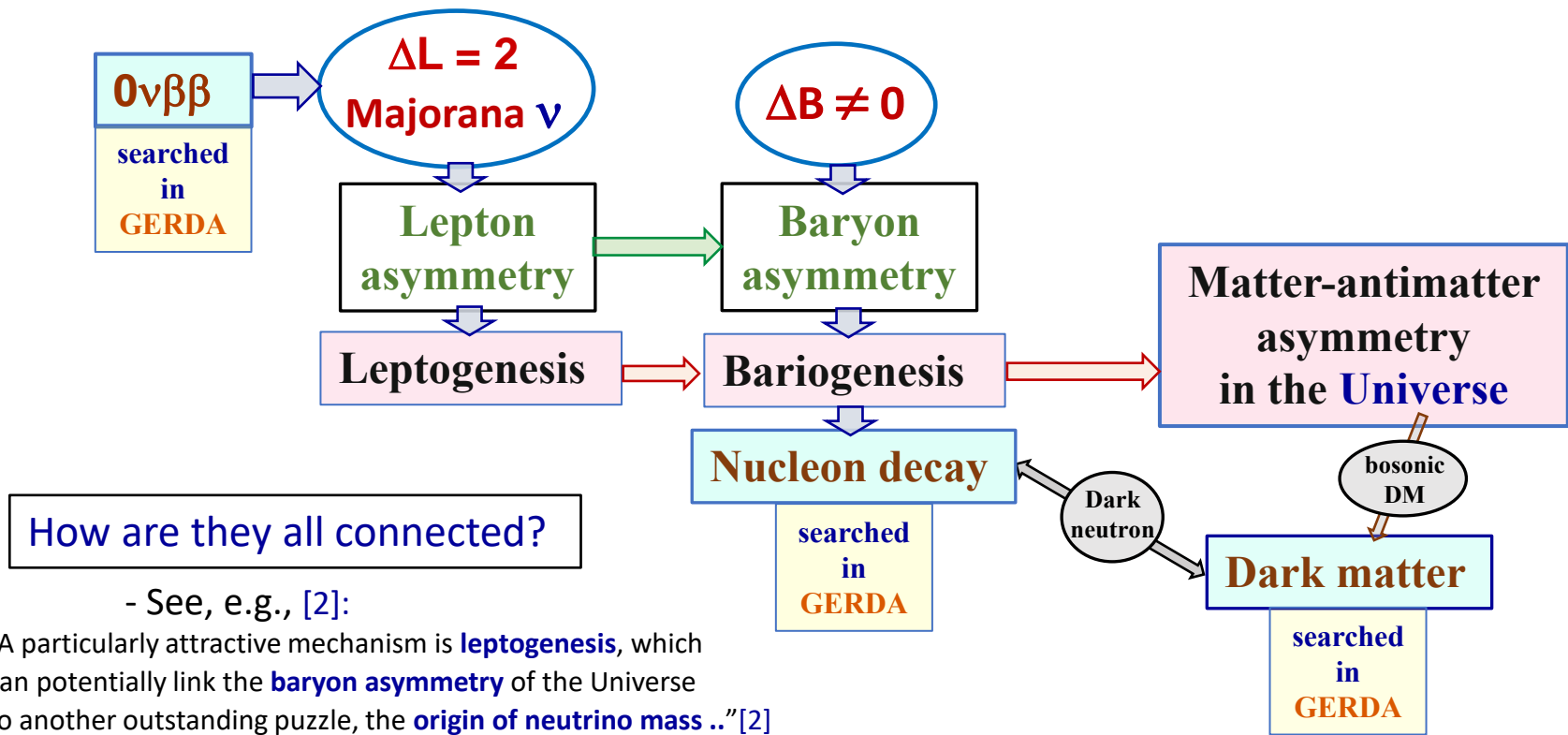
Теория расширяющейся Вселенной, предполагающая сверхплотное начальное состояние вещества, по-видимому, исключает возможность макроскопического разделения вещества и антивещества; поэтому следует принять, что в природе отсутствуют тела из антивещества, т.е. **Вселенная асимметрична в отношении числа частиц и античастиц (C-асимметрия)**. В частности, отсутствие антибарионов и предполагаемое отсутствие неизвестных барионных нейтрино означает **отличие от нуля барионного заряда (барионная асимметрия)**. Мы хотим указать на **возможное объяснение C-асимметрии в горячей модели расширяющейся Вселенной (см. [1]) с привлечением эффектов нарушения CP-инвариантности (см. [2])**. Для объяснения барионной асимметрии дополнительно **предполагаем приближенный характер закона сохранения барионов**.

Принимаем, что **законы сохранения барионов и мюонов не являются абсолютными** и должны быть **объединены в закон сохранения "комбинированного" барион-мюонного заряда, т.е. в современной интерпретации барион-лептонного числа $B-L$ (в ряде моделей $B+L$)**

1. Зельдович Я.Б.// УФН. 1966. Т. 89. С. 647.
2. Окунь Л.Б.// УФН. 1966. Т. 89. С. 603.

Барионная асимметрия могла быть вызвана лептонной асимметрией: *leptogenesis* [1].
 Если нейтрино майорановское, то распад тяжелых майорановских нейтрино на лептоны и частицы Хиггса в ранней Вселенной - это идеальный сценарий для лептогенеза.

Т.е. открытие майорановской природы нейтрино при регистрации безнейтринного двойного бета-распада, может укрепить аргументы в пользу лептогенеза как источника барионной асимметрии Вселенной [2].



[1] S.Davidson, E. Nardi, Y. Nir, "Leptogenesis", *Physics Reports*, 466, 4–5 (2008);

[2] G.Chauhan, P.S.B.Dev, "Interplay between resonant leptogenesis, neutrinoless double beta decay and collider signals ...", *Nuclear Physics B* 986 (2023) 116058



GERDA эксперимент (Phase II)

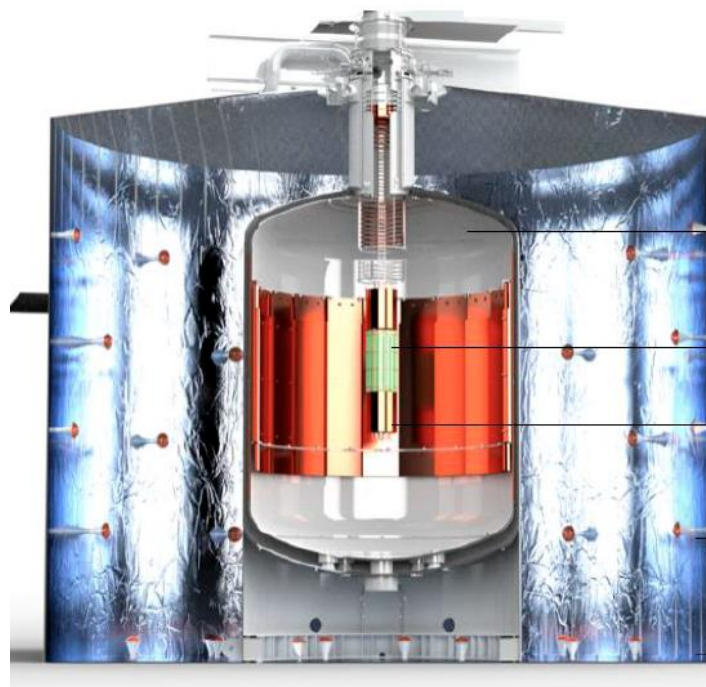


Located at LNGS, Italy

3400 m w.e.

~ 1000 000

reduction of μ flux



64 m³ LAr cryostat
(4 m-diameter)

HPGe detector array

LAr veto system

Muon veto PMTs

590 m³ water tank
(10 m-diameter)

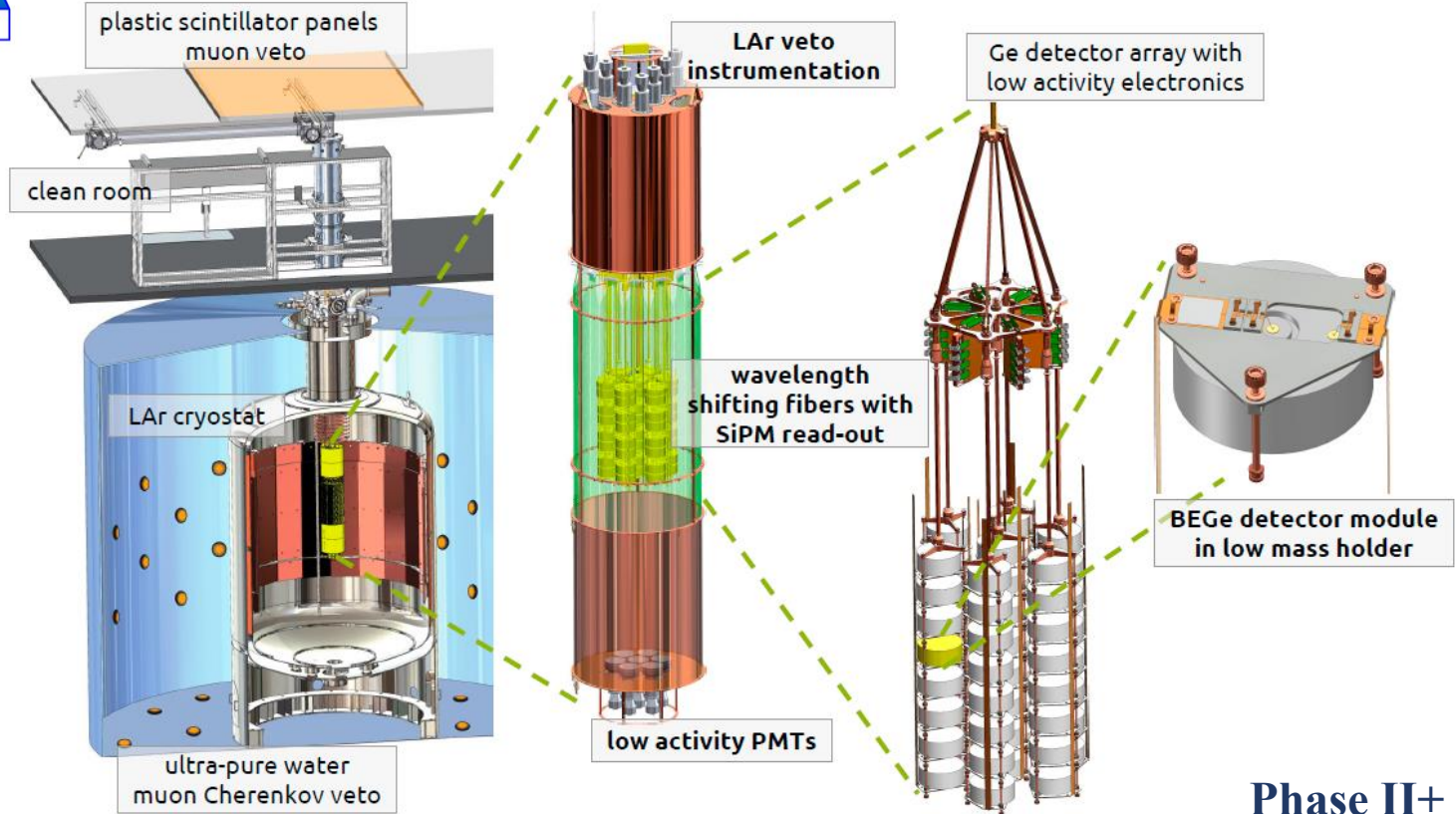
GERDA оперировала с открытыми германиевыми детекторами (из обогащенного **⁷⁶Ge**), погруженными непосредственно в жидкий аргон (**LAr**).

Криостат из нерж. стали с внутренней защитой из меди заполнен **LAr** (64 m³, ~90 тонн) помещен внутри танка, заполненного водой (590 m³), которую просматривают 64 ФЭУ (**Мюонное veto**)

Сборка из Ge детекторов расположена в центре криостата и состоит из 7-ми стрингов с детекторами. Окружена системой сбора сигнала с **LAr –veto**.

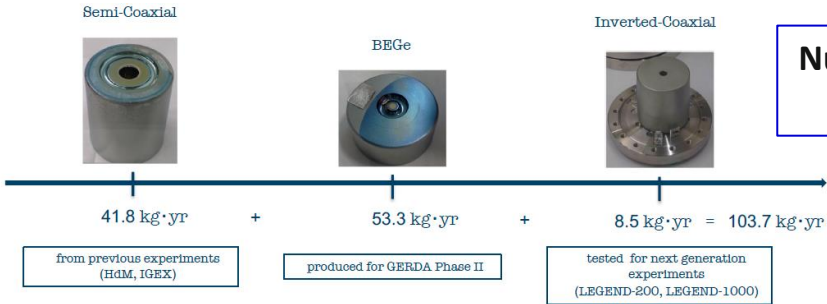


GERDA Phase II



Phase II+ :

Number of Ge-detectors = 41
M(Ge) total = 44.2 kg

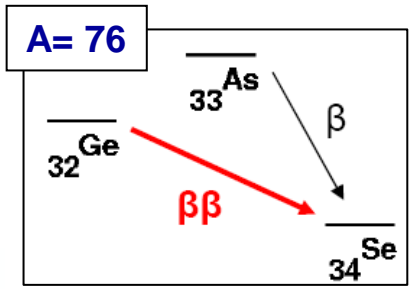
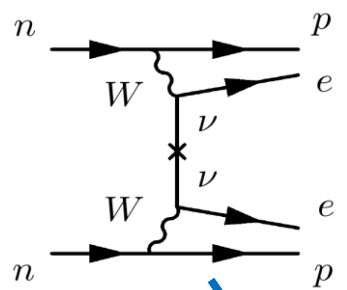
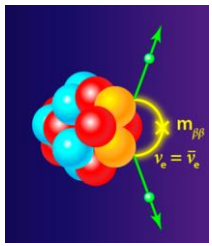


Безнейтринный двойной бета распад ^{76}Ge

Основной целью эксперимента **GERDA** (**GER**manium **D**etector **A**rray) был поиск безнейтринного двойного бета-распада ^{76}Ge ($0\nu\beta\beta$).

$0\nu\beta\beta$ -распад должен нарушать глобальное лептонное число на две единицы ($\Delta L=2$) и возможен только в том случае, если нейтрино являются майорановскими частицами с ненулевой массой. В Стандартной модели все нейтрино безмассовые, это означает, что наблюдение $0\nu\beta\beta$ -распада даст уникальный инструмент для проникновения за пределы Стандартной модели.

$0\nu\beta\beta: (A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2e^- \quad \Delta L = 2$



- Обнаружение $0\nu\beta\beta$ даст сведения о:**

 - нарушении L числа ($\Delta L=2$)
 - природе ν (**Dirac** or **Majorana**)
 - эффективной массе ν
 - нейтринной массовой иерархии

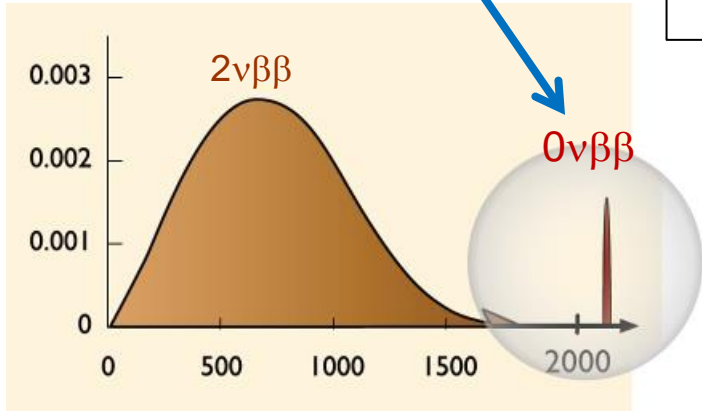
$Q_{\beta\beta} = 2039$ кэВ

скорость $0\nu\beta\beta$ -распада (для легкого ν_M)

$1/\tau = G(Q, Z) \cdot |M_{nucl}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle^2$

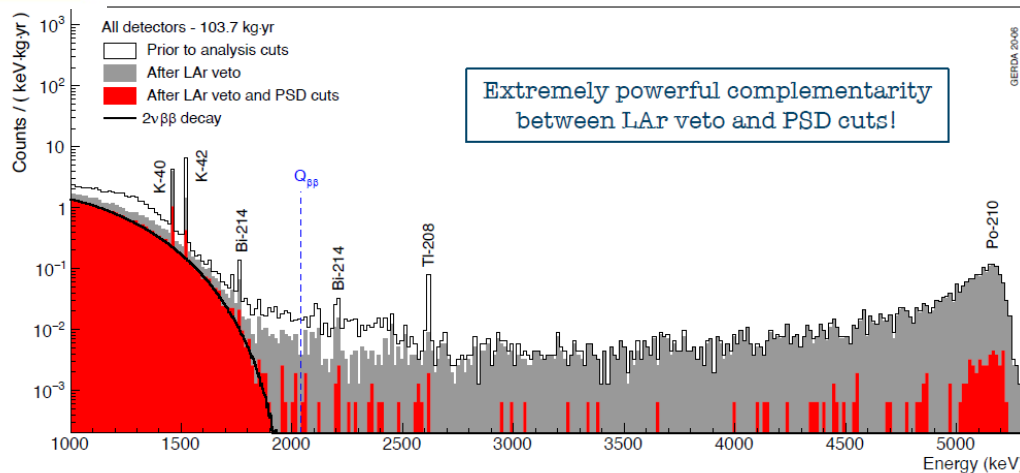
+ ... + ...

↑
эффективная масса
майорановского нейтрино

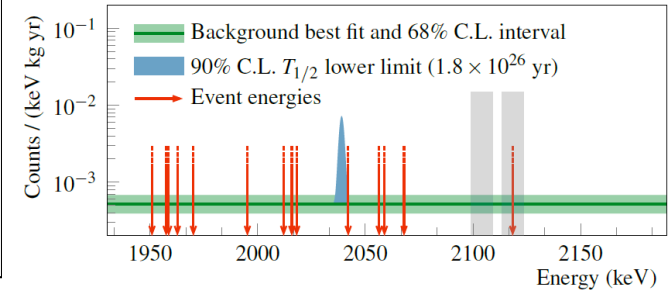




Результаты GERDA по поиску $0\nu\beta\beta$ -распада ^{76}Ge



Background level = $5.2 \cdot 10^{-4}$ cts / (keV kg yr)



GERDA достигла беспрецедентно низкого **фонового индекса**:
 $5 \cdot 10^{-4}$ отсчетов / (кэВ· кг·год) в области искомого сигнала ($Q_{\beta\beta} = 2039$ кэВ)

За общую экспозицию (Phase I и Phase II) **127,2 кг·лет** ($1288 \text{ mol yr } ^{76}\text{Ge}$) искомый сигнал не наблюдался и установлен предел на период полураспада $0\nu\beta\beta$ для ^{76}Ge :

$$T_{1/2}(0\nu\beta\beta) > 1,8 \cdot 10^{26} \text{ лет, (90\% C.L.)}$$

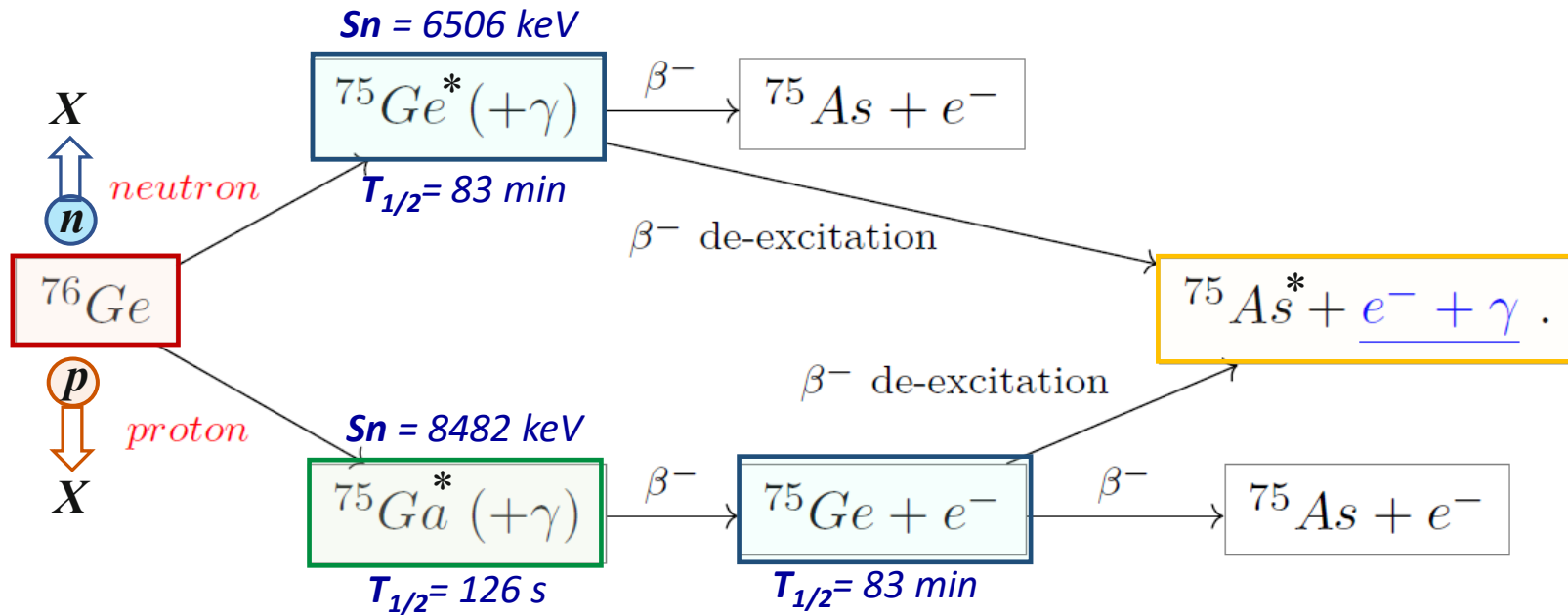
откуда предел на **эффективную массу легкого майорановского нейтрино**:

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 79 - 180 \text{ мэВ,}$$

(в зависимости от диапазона значений расчетных ЯМЭ).

Phys. Rev. Lett. 2020, 125, 252502

Поиск одно-нуклонных распадов в ^{76}Ge



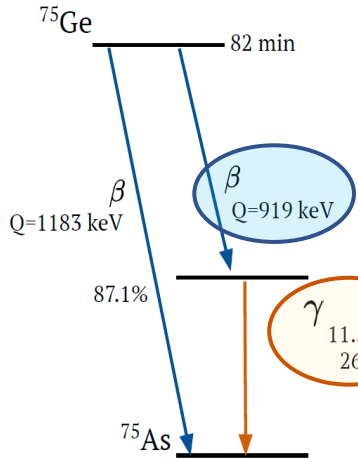
**Обобщенная схема распада нейтронов и протонов в ^{76}Ge ,
с последующими изотопными переходами.**

Анализируются только такие инклюзивные одно-нуклонные распады, $n \rightarrow X$, $p \rightarrow X$, в результате которых заселяются только связанные состояния (*bound states*) дочерних ядер ($A - 1$), то есть уровни, устойчивые по отношению к испусканию любых частиц, кроме γ -квантов, снимающих возбуждение.

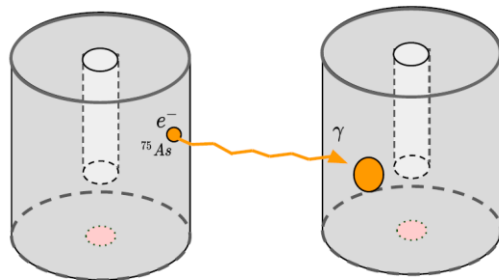
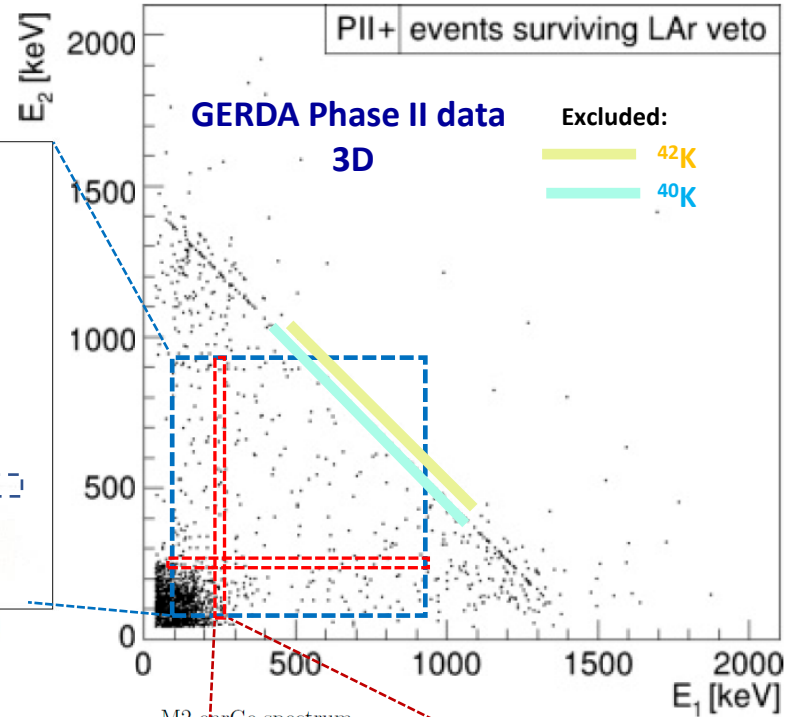
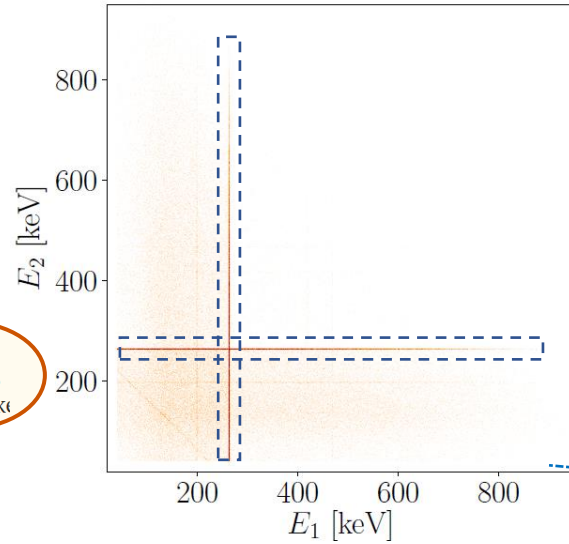
Поэтому рассматривается только β - γ -пары от β -распада ^{75}Ge и следующего за ним снятия возбуждения изотопа *arsenicum* ^{75}As γ -квантами (выделено синим цветом).



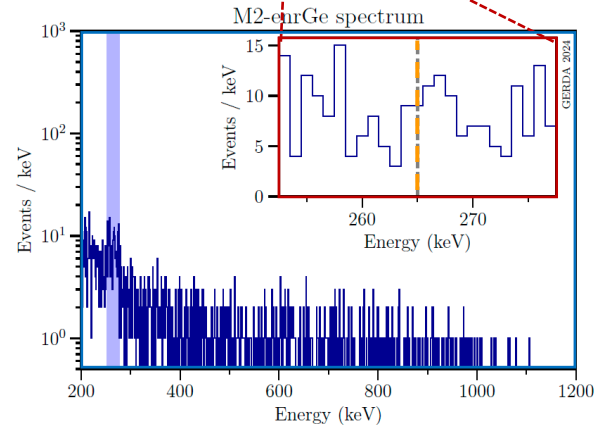
Бета распад $^{75}\text{Ge} \rightarrow \beta^- \rightarrow ^{75}\text{As}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^{75}\text{As}$



$(^{75}\text{Ge} \rightarrow \dots ^{75}\text{As})$ MC simulation
3D



nucleon decay tagging via ^{75}Ge



**GERDA Phase II data
M2 spectrum**
(Sum of projections
to E1 & E2 axes)

Нижний предел на время жизни τ_{low}

$$\tau_{low} = \epsilon_n \cdot N_{eff} \cdot \frac{N_A}{N_{up,n}} \cdot \epsilon \cdot \frac{f_{76Ge}}{M_{tot}}$$

ϵ_n — эффективность регистрации совпадений электрон-фотонной пары (0,2%),

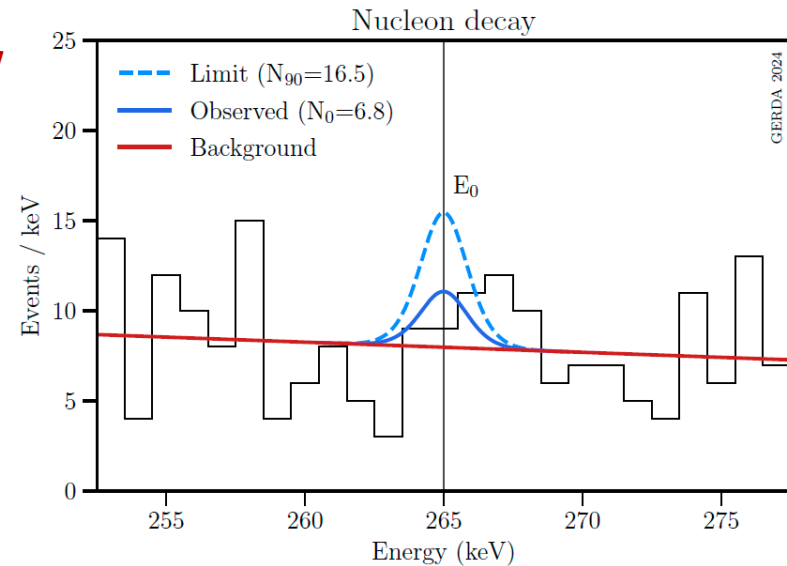
N_{eff} — эффективное число нуклонов (16 - n, 14 - p)

N_A — число Авогадро

Молярный вес $M_{tot} = 75.66$ (г/моль)

Изотопная фракция $f_{76Ge} = 87.5\%$

Экспозиция $\epsilon = 105,5$ кг лет



Для инклюзивного распада одиночного нейтрона в ^{76}Ge получен нижний предел на парциальное время жизни $\tau_n > 1,5 \times 10^{24}$ лет, а для протона $\tau_p > 1,3 \times 10^{24}$ лет, при 90% C.I. (*Bayesian*)

[arXiv:2405.15954 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2405.15954)

N.B. Важно помнить, что $\tau_{low} = \tau_{tot} / B_i$

(для нашего случая i значение B_i неизвестно, однако $B_i < 0$)

REVIEW OF PARTICLE PHYSICS*

Particle Data Group

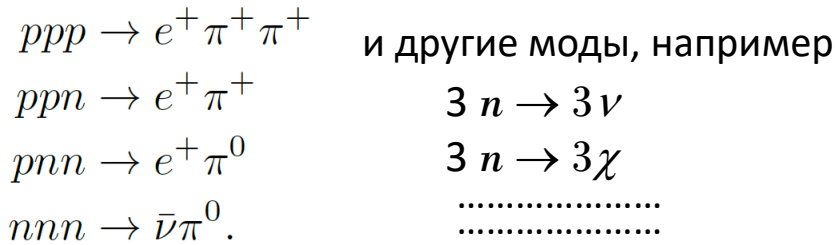


The “partial mean life” limits tabulated here are the limits on τ/B_i , where τ is the total mean life and B_i is the branching fraction for the mode in question. For N decays, p and n indicate proton and neutron partial lifetimes.

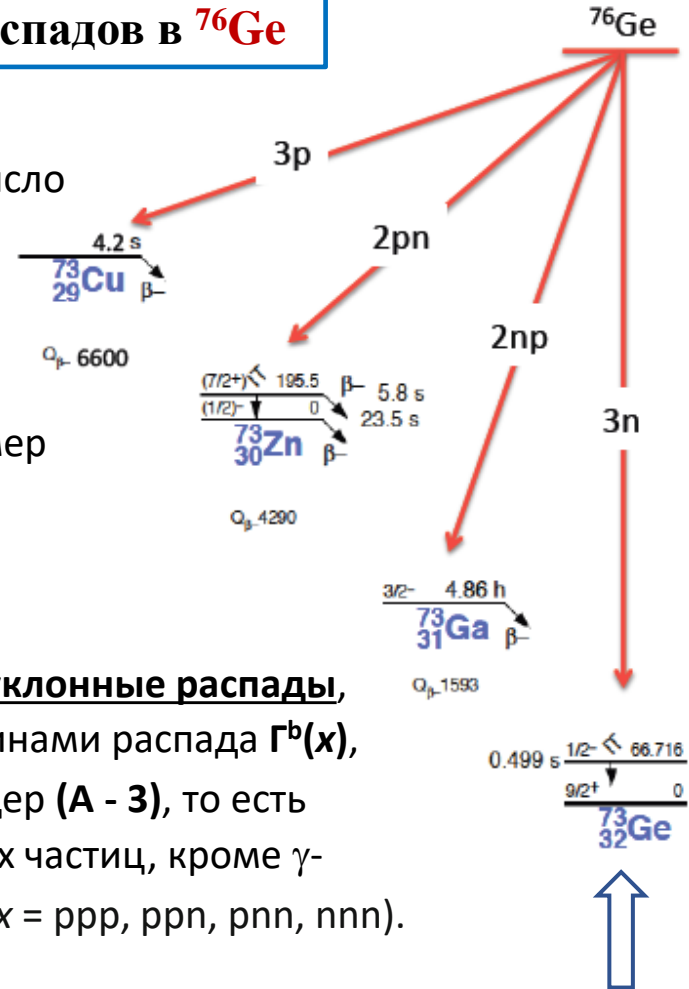
Поиск трех-нуклонных распадов в ^{76}Ge

В работе [1] было показано, что в рамках модели с дискретной симметрией Z_6 , в которой барионное число B дискретно, процессы с $\Delta B = 1$ или 2 запрещены, а вот процессы с $\Delta B = 3$ возможны.

Моды распадов при $\Delta B = 3$:



Мы рассматриваем только такие **инклюзивные трех-нуклонные распады**, в результате которых заселяются с парциальными ширинами распада $\Gamma^b(x)$, только связанные состояния (*bound states*) дочерних ядер ($A - 3$), то есть уровни, устойчивые по отношению к испусканию любых частиц, кроме γ -квантов, снимающих возбуждение. $\Gamma_3^b = \sum_x (\Gamma_x^b)$, ($x = ppp, ppn, pnn, nnn$).

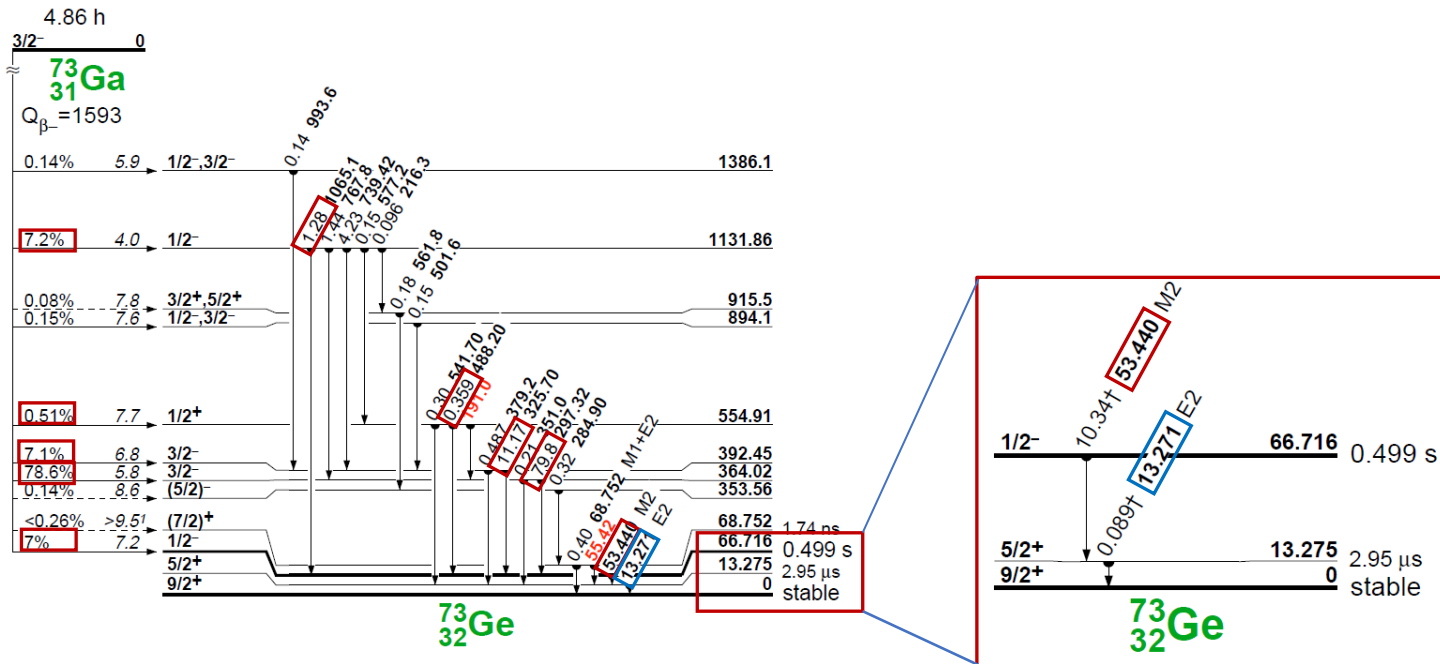


В результате **ppp**-, **ppn**- и **pnn**- распадов в ядре ^{76}Ge , образуются изотопы ^{73}Cu , ^{73}Zn и ^{73}Ga , соответственно. Эти короткоживущие изотопы нестабильны и в конечном итоге переходят в результате бета-распада ^{73}Ga до ^{73}Ge (стабильного).

[1] K. Babu et al., "Gauged baryon parity and nucleon stability", *Phys. Lett. B* 570, 32 (2003)

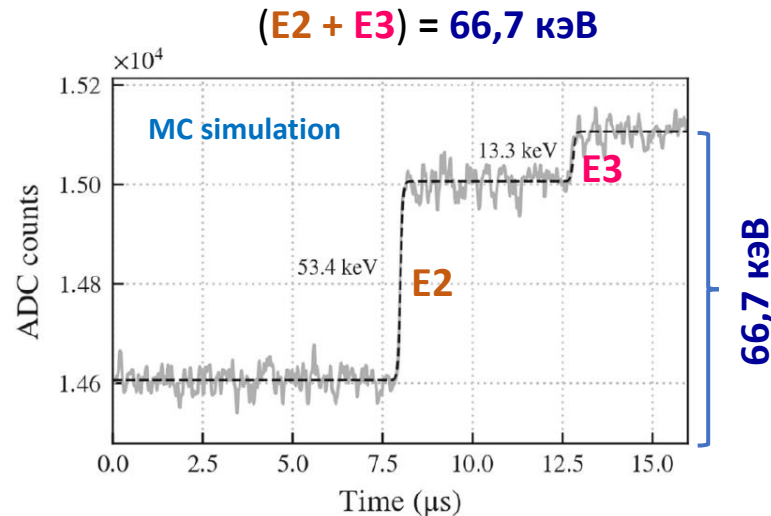
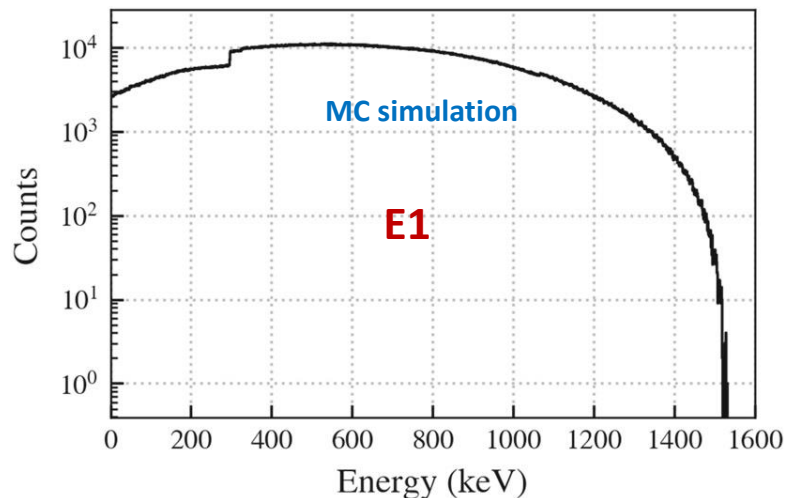
Поиск таких трех-нуклонных распадов ^{76}Ge сводится к поиску β -распада ^{73}Ga , учитывая, что он сначала преимущественно (98,6%) заселяет метастабильный уровень $^{73\text{m}}\text{Ge}$ с энергией **66,7 кэВ** и периодом полураспада **0,5 с**, который далее разряжается через уровень **13,3 кэВ (2,95 мкс)** на основной уровень ^{73}Ge (стабильный).

В наш анализ включен также **nnn-распад ^{76}Ge** , идущий напрямую через $^{73\text{m}}\text{Ge}$.

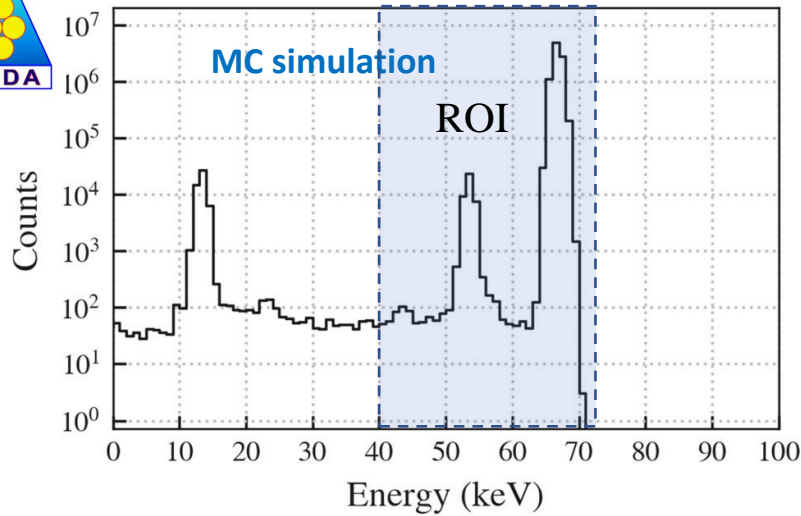


Бета-распад ^{73}Ga и последующие “моментальные” гамма-каскады вызовут в детекторе 1-ое событие, соответствующее сумме их энергий (< 1531 кэВ) - **E1**.

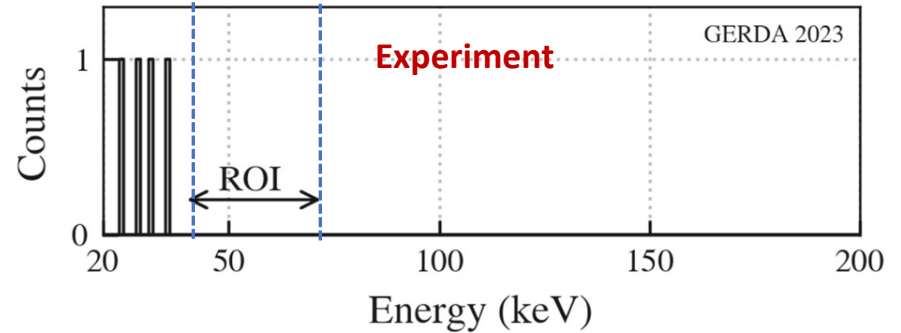
Переход из метастабильного уровня ^{73m}Ge даст 2-ой задержанный ($T_{1/2} = 0,5$ с) сигнал **53,4** кэВ - **E2** и 3-ий задержанный сигнал ($T_{1/2} = 2,95$ мкс) с энергией **13,3** кэВ - **E3**.



Процедура поиска распада ^{73}Ga заключается в регистрации задержанных совпадений пары событий с энергиями **E1** и $(E2 + E3)$, произошедших только в одном Ge-детекторе в течение **2,5 сек** (5 периодов полураспада метастабильного уровня **66,7** кэВ), где 1-ое по времени событие **E1** выбирается из сплошного спектра (20 - 1598 кэВ), а задержанное событие состоит из двух ступеней **E2** = **53,4** кэВ и **E3** = **13,3** кэВ во временном интервале ($5 \times 2,95$) мкс



ROI: (40 – 72) кэВ для событий (E2 + E3) = 66,7кэВ



Нижний предел на время жизни τ_{low}

$$\tau_{low} = \epsilon_n \cdot N_{eff} \cdot \frac{N_A}{N_{up,n}} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{f_{76Ge}}{M_{tot}}$$

($N_{eff} = 1$ – эффективное число нуклонов для случая трех-нуклонного распада)

Общая экспозиция для набора с низким порогом $\mathcal{E} = 61,89$ кг/год при полной эффективности $\epsilon_n = 0,554$. При отсутствии наблюдаемого сигнала $N_{up} = 2,3$ отсчета при 90% С.И. (*Bayesian*), что дает:

предел на парциальное время жизни

$$\tau_{low} > 1,2 \times 10^{26} \text{ лет, 90\% С.И.}$$

для ppp-, ppn- и pnn- распадов в ^{76}Ge (для nnn-распада $\tau_{low} > k \times 1,2 \times 10^{26}$)

Eur. Phys. J. C (2023) 83:778

Н.В. Важно помнить, что $\tau_{low} = \tau_{tot} / B_i$

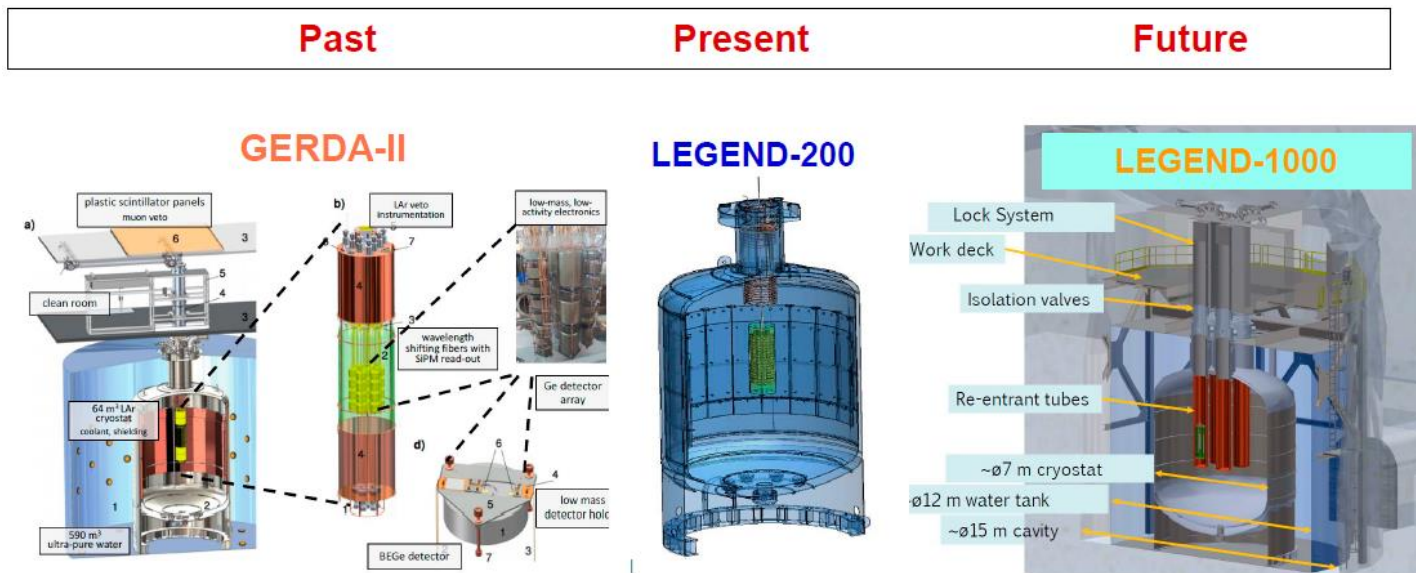
Experiment	Decay	$\tau_b[x]$ (yr)
GERDA	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{ppp} ^{73}\text{Cu} + X$	1.20×10^{26}
	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{ppn} ^{73}\text{Zn} + X$	1.20×10^{26}
	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{pnn} ^{73}\text{Ga} + X$	1.20×10^{26}
	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{nnn} ^{73}\text{Ge} + X_{invisible}$	$k \times 10^{26}$
MAJORANA [19]	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{ppp} ^{73}\text{Cu} + X$	1.08×10^{25}
	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{ppp} ^{73}\text{Cu}e^+\pi^+\pi^+$	6.78×10^{25}
	$^{76}\text{Ge} \xrightarrow{ppn} ^{73}\text{Zn}e^+\pi^+$	7.03×10^{25}
EXO-200 [20]	$^{136}\text{Xe} \xrightarrow{ppp} ^{133}\text{Sb} + X$	3.3×10^{23}
	$^{136}\text{Xe} \xrightarrow{ppn} ^{133}\text{Te} + X$	1.9×10^{23}
Hazama et al. [21]	$^{127}\text{I} \xrightarrow{nnn} ^{124}\text{I} + X$	1.8×10^{23}

Заключение и перспективы

GERDA коллаборация продемонстрировала уникальную возможность в одном эксперименте искать ответы на актуальнейшие вопросы современной физики и космологии: степень нарушения законов сохранения лептонного $\Delta L \neq 0$ и барионного $\Delta B \neq 0$ чисел и поиск кандидатов на роль **ТМ**

Кроме наиболее амбициозного результата по поиску $0\nu\beta\beta$ -распада ^{76}Ge , в **GERDA** получено много результатов по поиску других процессов за пределами Стандартной модели. В том числе получены результаты по поиску возможного проявления инклюзивного, т.е. независимого от мод, распада одиночных нейтрона и протона (впервые для ^{76}Ge), а также некоторых мод трех-нуклонных распадов в ядре ^{76}Ge (на 1 – 3 порядка лучше предыдущих результатов).

Эти стартовые результаты планируется значительно улучшить в начавшемся в настоящее время эксперименте **LEGEND-200** и будущем эксперименте **LEGEND-1000**



**СПАСИБО
за внимание !!!**

**Bonus
slides**

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(Обзорный доклад на конференции, посвященной 100-летию
А.А. Фридмана. Ленинград, 22 — 26 июня 1988 г.⁽¹⁾)



3. Третье направление в проблеме барионной асимметрии — отвергающее сохранение барионного заряда. Первые указания и работы: Вейнберг (1964) [4], Сахаров (1967) [5], Кузьмин (1970) [6].

Три основные предпосылки космологического образования барионной асимметрии (ВА).

I. Отсутствие закона сохранения барионного заряда.

II. Отличие частиц от античастиц, проявляющееся в нарушении CP-инвариантности.

III. Нестационарность. Образование ВА возможно лишь в нестационарных условиях при отсутствии локального термодинамического равновесия.

Weinberg S.// Lectures on Particles and Fields/- N.Y.: Prentice, Hall, 1964, p. 482.

Сахаров А.Д.// Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.

Кузьмин В.А.// Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 13. С. 335.

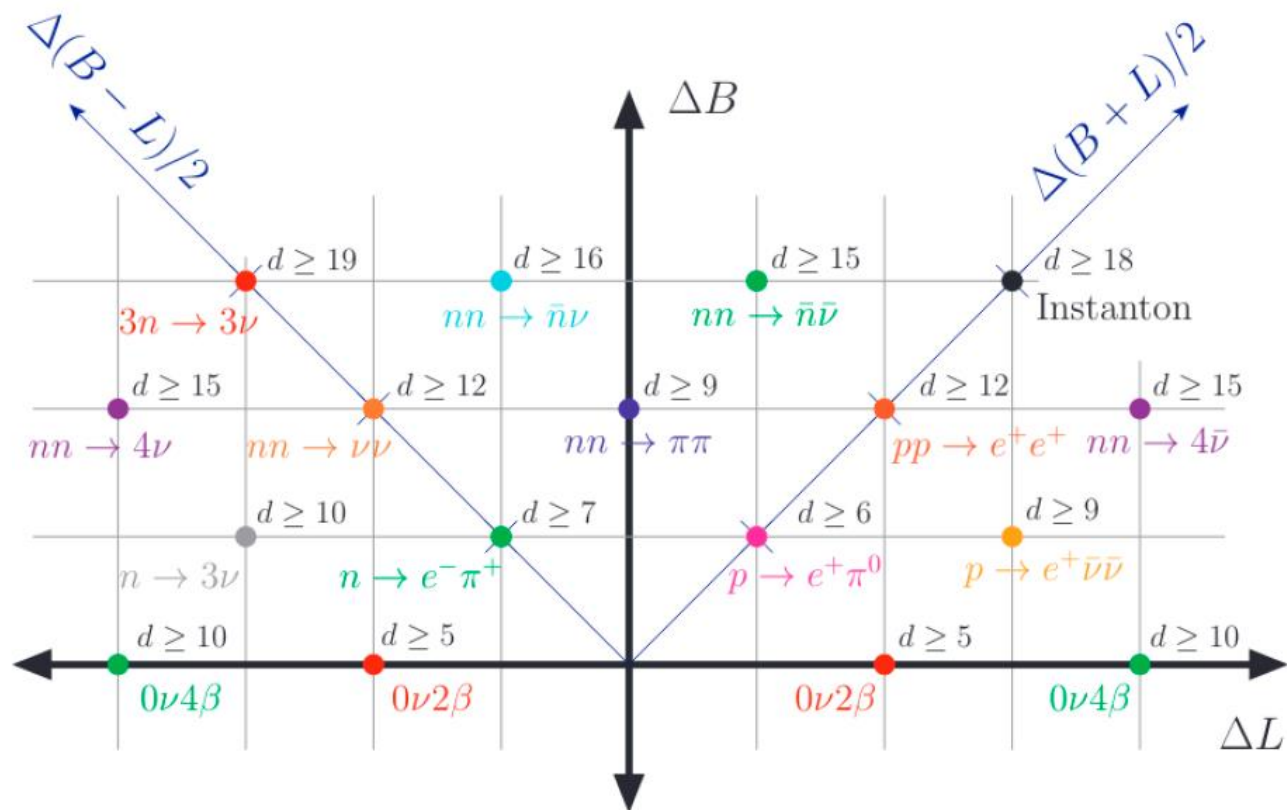


Table 1 Currently leading experimental lifetime constraints for single nucleon decays at 90% confidence level (CL) in different isotopes. The decay channels refer either to neutrons (n) or protons (p), where n_{eff} is the effective number of nucleons N that are available for the decay of a given isotope. Invisible channel ($N \rightarrow \text{inv.}$) results where no visible energy is deposited by charged particles in detectors are shown, together with inclusive channel ($N \rightarrow X$) results looking for the decay of radioactive daughter nuclei after the N decay.

Experiment	Decay	n_{eff}	τ_{low} (yr)
SNO [14] ^(a)	$^{16}\text{O} \xrightarrow{n} ^{15}\text{O} + \text{inv.}$	8	1.9×10^{29}
	$^{16}\text{O} \xrightarrow{p} ^{15}\text{N} + \text{inv.}$	8	2.1×10^{29}
SNO+ [15] ^(a)	$^{16}\text{O} \xrightarrow{n} ^{15}\text{O} + \text{inv.}$	8	2.5×10^{29}
	$^{16}\text{O} \xrightarrow{p} ^{15}\text{N} + \text{inv.}$	8	3.6×10^{29}
Borexino [16] ^(b)	$^{12}\text{C} \xrightarrow{n} ^{11}\text{C} + \text{inv.}$	4	1.8×10^{25}
	$^{13}\text{C} \xrightarrow{p} ^{12}\text{B} + \text{inv.}$	4	1.1×10^{26}
DAMA/LXe [17]	$^{136}\text{Xe} \xrightarrow{n} ^{135}\text{Xe} + X$	32	3.3×10^{23}
	$^{136}\text{Xe} \xrightarrow{p} ^{135}\text{I} + X$	26	4.5×10^{23}
DAMA [18]	$^{129}\text{Xe} \xrightarrow{p} ^{128}\text{I} + X$	24	1.9×10^{24}
NaI(Tl) [19]	$^{127}\text{I} \xrightarrow{n} ^{126}\text{I} + X$	34	1.5×10^{24}
	$^{127}\text{I} \xrightarrow{p} ^{126}\text{Te} + X$	20	3.0×10^{24}
Geochemical [20, 21]	$^{130}\text{Te} \xrightarrow{n} ^{129}\text{Te} + X$	28	8.6×10^{24}
	$^{130}\text{Te} \xrightarrow{p} ^{129}\text{Sb} + X$	24	7.4×10^{24}

^(a) Searches for γ rays coming from the de-excitation of a residual excited nucleus following the disappearance of a nucleon in ^{16}O .

^(b) Searches for decays of unstable nuclei left after nucleon decays of parent ^{12}C , ^{13}C nuclei.

Negative experimental results: Particle Data Group

p DECAY MODES	Partial mean life (10^{30} years)	Co																																																						
Antilepton + meson																																																								
$N \rightarrow e^+ \pi$	> 158 (<i>n</i>), > 1600 (<i>p</i>)																																																							
$N \rightarrow \mu^+ \pi$	> 100 (<i>n</i>), > 473 (<i>p</i>)																																																							
$N \rightarrow \nu \pi$	> 112 (<i>n</i>), > 25 (<i>p</i>)																																																							
$p \rightarrow e^+ \eta$	> 313																																																							
$p \rightarrow \mu^+ \eta$	> 126																																																							
$n \rightarrow \nu \eta$	> 158																																																							
$N \rightarrow e^+ \rho$	> 217 (<i>n</i>), > 75 (<i>p</i>)																																																							
$N \rightarrow \mu^+ \rho$	> 228 (<i>n</i>), > 110 (<i>p</i>)																																																							
$N \rightarrow \nu \rho$	> 19 (<i>n</i>), > 162 (<i>p</i>)																																																							
$p \rightarrow e^+ \omega$	> 107																																																							
$p \rightarrow \mu^+ \omega$	> 117																																																							
$n \rightarrow \nu \omega$	> 108																																																							
$N \rightarrow e^+ K$	> 17 (<i>n</i>),																																																							
$p \rightarrow e^+ K_S^0$	> 120																																																							
$p \rightarrow e^+ K_L^0$	> 51																																																							
$N \rightarrow \mu^+ K$	> 26 (<i>n</i>),																																																							
$p \rightarrow \mu^+ K_S^0$	> 150																																																							
$p \rightarrow \mu^+ K_L^0$	> 83																																																							
$N \rightarrow \nu K$	> 86 (<i>n</i>),																																																							
$n \rightarrow \nu K_S^0$	> 51																																																							
$p \rightarrow e^+ K^*(892)^0$	> 84																																																							
$N \rightarrow \nu K^*(892)$	> 78 (<i>n</i>),																																																							
<table style="width: 100%; border: none;"> <tr> <td style="width: 50%; padding: 5px;">$p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$</td> <td style="width: 50%; padding: 5px;">> 82</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow e^+ \pi^0 \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 147</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^+ \pi^- \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 52</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^-$</td> <td style="padding: 5px;">> 133</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow \mu^+ \pi^0 \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 101</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 74</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^+ K^0 \pi^-$</td> <td style="padding: 5px;">> 18</td> </tr> <tr> <td colspan="2" style="text-align: center; padding: 5px;">Lepton + meson</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^- \pi^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 65</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \mu^- \pi^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 49</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^- \rho^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 62</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \mu^- \rho^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 7</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^- K^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 32</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \mu^- K^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 57</td> </tr> <tr> <td colspan="2" style="text-align: center; padding: 5px;">Lepton + mesons</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow e^- \pi^+ \pi^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 30</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow e^- \pi^+ \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 29</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 17</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^0$</td> <td style="padding: 5px;">> 34</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow e^- \pi^+ K^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 75</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow \mu^- \pi^+ K^+$</td> <td style="padding: 5px;">> 245</td> </tr> <tr> <td colspan="2" style="text-align: center; padding: 5px;">Antilepton + photon(s)</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow e^+ \gamma$</td> <td style="padding: 5px;">> 670</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow \mu^+ \gamma$</td> <td style="padding: 5px;">> 478</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \nu \gamma$</td> <td style="padding: 5px;">> 28</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$p \rightarrow e^+ \gamma \gamma$</td> <td style="padding: 5px;">> 100</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">$n \rightarrow \nu \gamma \gamma$</td> <td style="padding: 5px;">> 219</td> </tr> </table>			$p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$	> 82	$p \rightarrow e^+ \pi^0 \pi^0$	> 147	$n \rightarrow e^+ \pi^- \pi^0$	> 52	$p \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^-$	> 133	$p \rightarrow \mu^+ \pi^0 \pi^0$	> 101	$n \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^0$	> 74	$n \rightarrow e^+ K^0 \pi^-$	> 18	Lepton + meson		$n \rightarrow e^- \pi^+$	> 65	$n \rightarrow \mu^- \pi^+$	> 49	$n \rightarrow e^- \rho^+$	> 62	$n \rightarrow \mu^- \rho^+$	> 7	$n \rightarrow e^- K^+$	> 32	$n \rightarrow \mu^- K^+$	> 57	Lepton + mesons		$p \rightarrow e^- \pi^+ \pi^+$	> 30	$n \rightarrow e^- \pi^+ \pi^0$	> 29	$p \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^+$	> 17	$n \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^0$	> 34	$p \rightarrow e^- \pi^+ K^+$	> 75	$p \rightarrow \mu^- \pi^+ K^+$	> 245	Antilepton + photon(s)		$p \rightarrow e^+ \gamma$	> 670	$p \rightarrow \mu^+ \gamma$	> 478	$n \rightarrow \nu \gamma$	> 28	$p \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	> 100	$n \rightarrow \nu \gamma \gamma$	> 219
$p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$	> 82																																																							
$p \rightarrow e^+ \pi^0 \pi^0$	> 147																																																							
$n \rightarrow e^+ \pi^- \pi^0$	> 52																																																							
$p \rightarrow \mu^+ \pi^+ \pi^-$	> 133																																																							
$p \rightarrow \mu^+ \pi^0 \pi^0$	> 101																																																							
$n \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^0$	> 74																																																							
$n \rightarrow e^+ K^0 \pi^-$	> 18																																																							
Lepton + meson																																																								
$n \rightarrow e^- \pi^+$	> 65																																																							
$n \rightarrow \mu^- \pi^+$	> 49																																																							
$n \rightarrow e^- \rho^+$	> 62																																																							
$n \rightarrow \mu^- \rho^+$	> 7																																																							
$n \rightarrow e^- K^+$	> 32																																																							
$n \rightarrow \mu^- K^+$	> 57																																																							
Lepton + mesons																																																								
$p \rightarrow e^- \pi^+ \pi^+$	> 30																																																							
$n \rightarrow e^- \pi^+ \pi^0$	> 29																																																							
$p \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^+$	> 17																																																							
$n \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^0$	> 34																																																							
$p \rightarrow e^- \pi^+ K^+$	> 75																																																							
$p \rightarrow \mu^- \pi^+ K^+$	> 245																																																							
Antilepton + photon(s)																																																								
$p \rightarrow e^+ \gamma$	> 670																																																							
$p \rightarrow \mu^+ \gamma$	> 478																																																							
$n \rightarrow \nu \gamma$	> 28																																																							
$p \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	> 100																																																							
$n \rightarrow \nu \gamma \gamma$	> 219																																																							

PDG_Booklet_2022:

Mean life $\tau > 3.6 \times 10^{29}$ years, CL = 90% [f] ($p \rightarrow$ invisible mode)

Mean life $\tau > 10^{31}$ to 10^{33} years [f] (mode dependent)

The “partial mean life” limits tabulated here are the limits on τ/B_j , where τ is the total mean life and B_j is the branching fraction for the mode in question. For N decays, p and n indicate proton and neutron partial lifetimes.

Current lower limits on the proton **mode depended lifetime** are set at $\tau/B(p \rightarrow e^+\pi_0) > 1.6 \times 10^{34}$ yr and $\tau/B(p \rightarrow e^+\mu_0) > 7.7 \times 10^{33}$ yr

PHYSICAL REVIEW D 95, 012004 (2017)

Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi_0$ and $p \rightarrow e^+\mu_0$ in **0.31 megaton · years** exposure of the **Super-Kamiokande water Cherenkov detector**

We have searched for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ using Super-Kamiokande data from April 1996 to March 2015, 0.306 megaton · years exposure in total. The atmospheric neutrino background rate in Super-Kamiokande IV is reduced to almost half that of phase I-III by tagging neutrons associated with neutrino interactions. The reach of the proton lifetime is further enhanced by introducing new signal criteria that select the decay of a proton in a hydrogen atom. No candidates were seen in the $p \rightarrow e^+\pi^0$ search. Two candidates that passed all of the selection criteria for $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ have been observed, but these are consistent with the expected number of background events of 0.87. Lower limits on the proton lifetime are set at $\tau/B(p \rightarrow e^+\pi^0) > 1.6 \times 10^{34}$ years and $\tau/B(p \rightarrow \mu^+\pi^0) > 7.7 \times 10^{33}$ years at 90% confidence

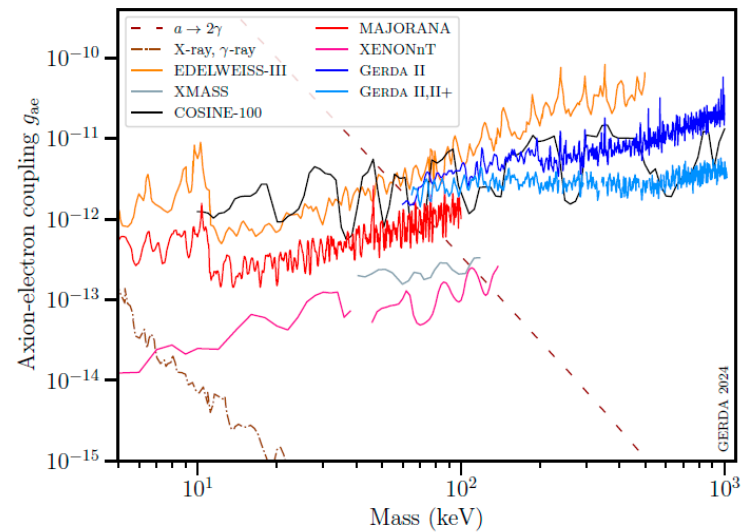
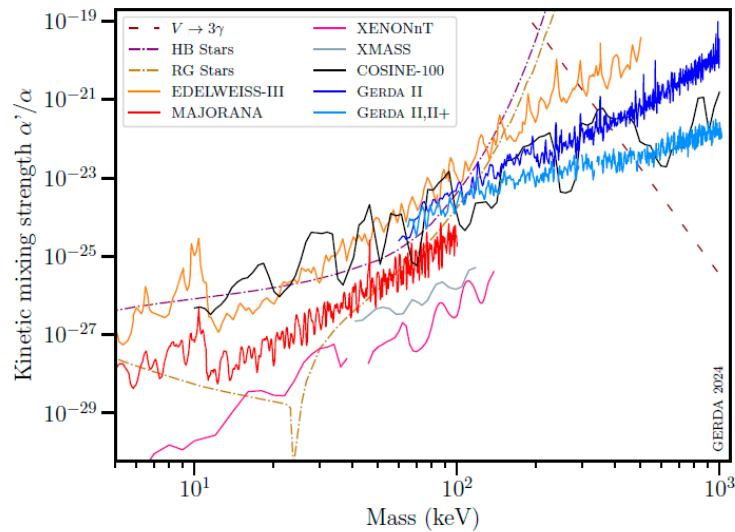
Proton decay, and the decay of nucleons in general, constitutes one of the most sensitive probes of high-scale physics beyond the Standard Model. Most of the existing nucleon decay searches have focused primarily on two-body decay channels, motivated by grand unified theories and supersymmetry. However, many higher-dimensional operators violating baryon number by one unit, $\Delta B = 1$, induce multibody nucleon decay channels, which have been only weakly constrained thus far. While direct searches for all such possible channels are desirable, they are highly impractical. In light of this, we argue that inclusive nucleon decay searches, $N \rightarrow X + \text{anything}$ (where X is a light Standard Model particle with an unknown energy distribution), are particularly valuable, as are model-independent and invisible nucleon decay searches such as $n \rightarrow \text{invisible}$. We comment on complementarity and opportunities for such searches in the current as well as upcoming large-scale experiments Super-Kamiokande, Hyper-Kamiokande, JUNO, and DUNE. Similar arguments apply to $\Delta B > 1$ processes, which kinematically allow for even more involved final states and are essentially unexplored experimentally.

Search for Bosonic DM

GERDA is sensitive to pseudoscalar (**axion-like particles, ALPs**) and *vector* (**dark photons, DPs**) **bosonic DM candidates** – superWIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) [1].

The **GERDA** exclusion limits are the most stringent constraints in the major part of the **140-1021 keV mass range**. As an example, at a mass of 150 keV the dimensionless coupling of dark photons and axion-like particles to electrons has been constrained to $\alpha'/\alpha < 8.7 \times 10^{-24}$ and $g_{ae} < 3.3 \times 10^{-12}$ at 90% credible interval (CI), respectively.

[Phys. Rev. Lett. 125, 011801(2020) ; arXiv:2405.15954 [nucl-ex]]



[1] M. Pospelov, A. Ritz, M.B. Voloshin, *Bosonic super-WIMPs as keV-scale dark matter*, Phys. Rev. D 78, 115012 (2008).

Masses of bosonic keV-scale DM particles imply a **super-weak interaction** between the DM and the SM sector, much weaker than normal weak-scale interactions. These requirements follow directly from the necessity of having an early thermal decoupling of the DM sector, which happened before the electroweak epoch at $T_{EW} \sim 100$ GeV [1].

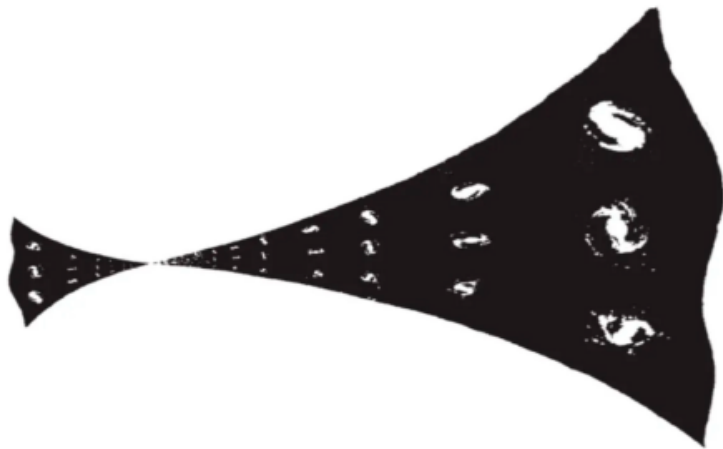
Hot Universe Expansion

Based in the Gamow/Zeldovich Hot Universe:

'Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe',
Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5, 32-35, 1967)

Sakharov describes a scenario where a universe which was initially contracting and with equal and opposite baryon asymmetry to that existing today goes through a bounce at the singularity and reverses the magnitude of its baryon asymmetry

This scenario kept the CPT Invariance



The world of Andrei Sakharov:
a Russian physicist's path to
freedom, de Gennady Gorelik.
Oxford University Press (2005).

$T < 0$ anti-matter Universe

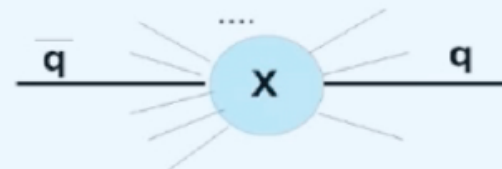
$T = 0$ Bounce with "Maximum" particles X

Massa $2 \times 10^{-5} \text{g}$ or 10^{19} proton mass

Possible only out of the thermodynamical
equilibrium

Maximum: Double baryon number violation

$T > 0$ matter Universe

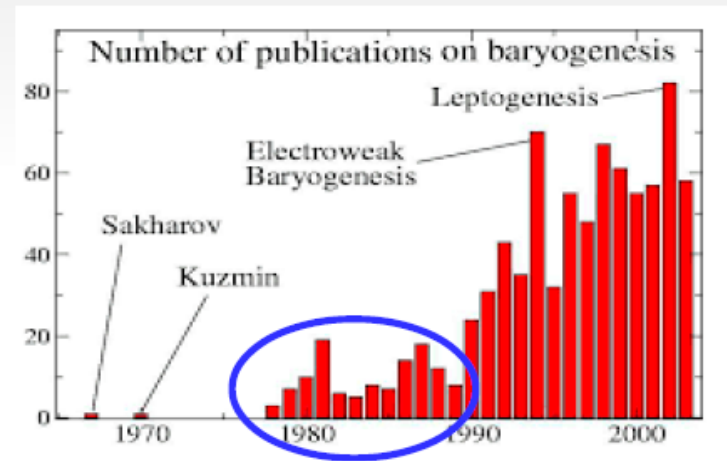
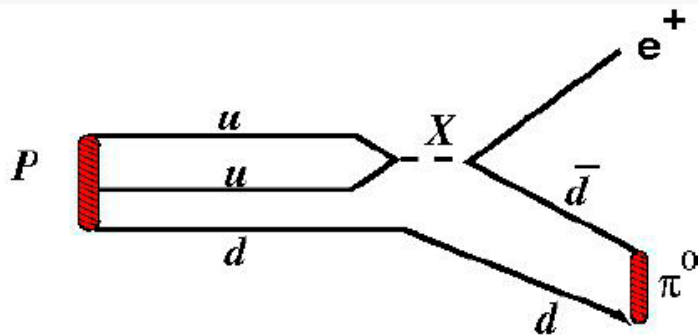


Baryonic violation problem

In 1955, Lee and Yang discussed a new massless gauge field based on the established conservation of baryon number.

They predicted the existence of a repulsive force between baryonic matter.

Grand Unify Theory SU(5)

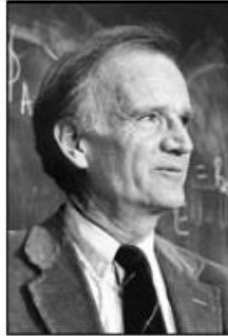


**Big experimental effort to looking for
protons decays**

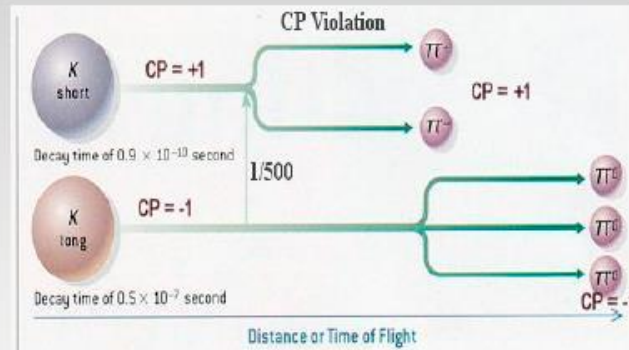
1964 CP violation observed



James Cronin



Val Fitch



Epigraph in a copy of his paper to his friend
Evgeny Feinberg

“*Making use of the effect*

1. Okubo has proposed,

While the temperature is high

The universe is richly clothed

In a coat made to fit

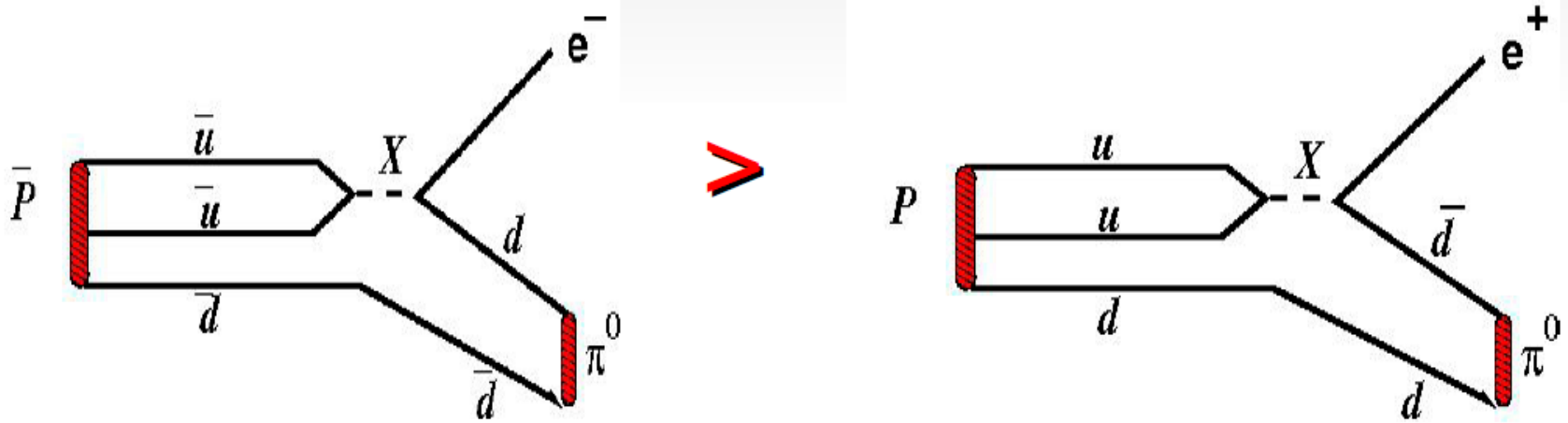
Its crooked figure-head to foot.”

In 1957 Okubo proposed that CP violation imply in a
different rate between particles and anti-particles decays

Direct CP violation

Direct CP violation

Anti-proton decay rate bigger than proton decay.



Leptogenesis

The baryon asymmetry could have been induced by a lepton asymmetry: *leptogenesis* (see, for example, [32, 33]). If neutrinos are Majorana particles, the decays of the heavy Majorana neutrinos into leptons l_α plus Higgs particles φ in the early Universe provide an ideal scenario for leptogenesis.

Heavy Majorana neutrinos are their own antiparticles, so they can decay to both $l_\alpha\varphi$ and $\bar{l}_\alpha\bar{\varphi}$ final states. If there is an asymmetry in the two decay rates, a net lepton asymmetry will be produced.

Finally, this lepton asymmetry can be efficiently converted into a baryon asymmetry via the so-called *sphaleron processes* (see [32, 33] for details).

for leptogenesis to occur, three conditions must be met. These conditions directly follow from the ingredients that are required to dynamically generate a baryon asymmetry (*Sakharov's conditions* [34]):

1. Presence of lepton number violating processes;
2. Beyond-SM sources of CP violation¹⁷;
3. Departure from thermal equilibrium, so that the inverse processes do not wash out the generated lepton asymmetry.

“При высоких температурах в Стандартной модели происходит прямое нарушение барионного числа совместно с нарушением лептонных чисел. Это открывает возможность построения таких механизмов генерации барионной асимметрии, которые происходят за счет нарушения лептонных чисел и частичной переброски в рамках СМ этих лептонных чисел в барионное число при высоких температурах.”

В.А.Рубаков

V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, M.E. Shaposhnikov,

“On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe”,

[Physics Letters B](#) ,[Volume 155, Issues 1–2](#), 16 May 1985

A particularly attractive mechanism is leptogenesis [1] , which can potentially link the baryon asymmetry of the Universe to another outstanding puzzle, namely, the origin of neutrino mass. ...

The central idea of thermal leptogenesis is the production of a net leptonic asymmetry in the early Universe, via the CP-violating out-of-equilibrium decays of heavy right-handed neutrinos , which is then converted to a net baryon asymmetry...

There are **two qualitatively different types of direct neutron lifetime measurements: bottle and beam experiments**. In the first method one obtains [3]:

$$t_n(\text{bottle}) = (879.6 \pm 0.6)\text{s}$$

$$\tau_n(\text{beam}) = (888 \pm 2.0)\text{s}$$

The discrepancy between the two results is 4.0 sigma.

since in the "beam" experiment the result is obtained by studying the decay, the lifetime they measure is related to the actual neutron lifetime by

$$\tau_n(\text{beam}) = \frac{\tau_n}{\text{Br}(n \rightarrow p + \text{anything})}$$

the discrepancy can be explained by considering an extra channel in the beam experiment, which involves the **emission of a dark fermion particle χ** , which goes undetected. Then they proposed a model which can give a branching ratio of 1% to this new channel, while the standard channel covers only 99%,

For a free neutron this cannot occur without the emission of another particle, e.g. a photon to conserve energy momentum. Since the emitted particle is assumed not to carry any baryon number [6], this scenario is very interesting, since if true, it will demonstrate the existence of baryon number violating $\Delta B = 1$ interactions. This scenario seems, however, to be excluded from astrophysical data involving neutron stars.

The neutron in the nucleus seems to behave differently, due to the nuclear binding. In certain cases it decays like in the beta decay, but the produced proton cannot escape due to nuclear binding, while a daughter nucleus appears with its charge increased by one unit. Decays of well-bound nucleons (neutrons) into invisible particles have been searched by measuring g rays long time ago [11, 12]. In the model considered above the produced dark matter particle χ , interacting very weakly, can escape. In this case energy-momentum can be conserved without the emission of additional particles, like the photon, and the decay width is expected to be much larger.

The effective number of decaying neutrons (protons)

inside the parent ^{76}Ge nuclei, whose decay could produce the specific daughter nucleus ^{75}Ge (^{75}Ga).

The effective number $N_{\text{eff}} = 16$ (14) for neutrons (protons) was obtained by using the single particle shell model with a modified Woods-Saxon potential [50, 51], and the set of parameters adjusted for ^{76}Ge .

The calculations were done with the shell-model codes KSHELL [52] and CoSMo [53] comparing, where possible, our full range of the sub-shell nucleon binding energies with the values obtained in other works [54, 55].

if E_{exc} is less than the binding energy of the least bound nucleon in the ^{75}Ge daughter nucleus, **energy conservation requires** that nucleus to de-excite by gamma emission rather than other particle emission. This gives **the following restriction on the E_{b} (n in A,Z)** for the neutron decay of the (A,Z) nucleus to the (A,Z-1) nucleus only:

$$E_{\text{b}}(\text{n in A,Z}) \leq S_{\text{n}}(\text{A,Z}) + \min\{S_{\text{n}}(\text{A-1,Z}), S_{\text{p}}(\text{A-1,Z})\},$$

and the similar for the proton decay of the (A,Z) nucleus to the (A-1,Z-1) nucleus only:

$$E_{\text{b}}(\text{p in A,Z}) \leq S_{\text{p}}(\text{A,Z}) + \min\{S_{\text{n}}(\text{A-1,Z-1}), S_{\text{p}}(\text{A-1,Z-1})\},$$

$$\text{For n decay } ^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{75}\text{Ge}: E_{\text{b}}(\text{n in } ^{76}\text{Ge}) \leq S_{\text{n}}(^{76}\text{Ge}) + \min\{S_{\text{n}}(^{75}\text{Ge}), S_{\text{p}}(^{75}\text{Ge})\},$$

$$E_{\text{b}}(\text{n}) \leq 9.43 + 6.51 = \mathbf{15.94} \text{ MeV. (1)}$$

$$\text{For p decay } ^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{75}\text{Ga}: E_{\text{b}}(\text{p in } ^{76}\text{Ge}) \leq S_{\text{p}}(^{76}\text{Ge}) + \min\{S_{\text{p}}(^{75}\text{Ga}), S_{\text{n}}(^{75}\text{Ga})\},$$

$$E_{\text{b}}(\text{p}) \leq 12.04 + 8.49 = \mathbf{20.53} \text{ MeV. (2)}$$

Therefore, it is necessary to determine the number of nucleons in ^{76}Ge that have binding energies less than **15.94 MeV** for neutrons and less than **20.53 MeV** for protons.

Neutrinoless double beta decay and proton decay

Keeping in mind the special nature of **B - L** in the SM and beyond, it is noteworthy that searches for lepton number violation are accompanied by those for baryon number violation, in particular proton decay and neutron-antineutron oscillation. These processes test different energy scales and have a strong complementarity in searching for new physics beyond the SM.

Tri-nucleon decay

Baryon number (B) conservation is an empirical symmetry of the Standard Model. Its violation is predicted by a number of SM extensions. Furthermore it is expected that quantum gravity theories violate B and that theories with extra dimensions permit nucleon decay via interactions with dark matter. In particular, some SM extensions which allow for small neutrino masses, anticipate B=3 transitions in which three baryons can simultaneously disappear from the nucleus, so called **tri-nucleon decay**, frequently leaving an unstable isotope [*K. Babu, I. Gogoladze, and K.Wang, Phys. Lett. B 570, 32 (2003)*].

Поиск трех-нуклонных распадов в ^{76}Ge

В работе *K. Babu et al. "Gauged baryon parity and nucleon stability", 2003*, было показано, что в Стандартной модели, оперирующей с очень малыми массами нейтрино, имеет место не-аномальная (anomaly-free) дискретная симметрия Z_6 , в которой барионное число B дискретно.

При специальном выборе параметров в Стандартной модели, лагранжиан инвариантен относительно группы Z_6 - подгруппе калибровочной группы $U(1)_{2Y-B+3L}$ – и любые процессы должны удовлетворять условию:

$$2\Delta Y - \Delta B + 3\Delta L = 0$$

где Y - гиперзаряд и $\Delta Y = 0$, а B и L – барионное и лептонное числа.

Единственно верные решения для этого условия требуют, чтобы ΔB было кратно 3.

В результате процессы с $\Delta B = 1$ и $\Delta B = 2$ запрещены или сильно подавлены,

а вот процессы с $\Delta B = 3$ могут происходить через операторы размерности 15.

Ref.: *K. Babu, I. Gogoladze, and K.Wang, Phys. Lett. B 570, 32 (2003).*

есть ли для ^{76}Ge преимущества по сравнению с ^{136}Xe ?

Due to:

level has the most probability to form a Tritium-like “bound state” of three nucleons. The probability for three nucleons in Oxygen nucleus to overlap in a range the size of Tritium nucleus is

$$P \sim \frac{4}{3} \int_0^{\sqrt[3]{\frac{3}{16}}} d\left(\frac{x_1}{r}\right) d\left(\frac{x_2}{r}\right) d\left(\frac{x_3}{r}\right) \left(\sin\left(\frac{4\pi x_1}{r}\right) \sin\left(\frac{4\pi x_2}{r}\right) \sin\left(\frac{4\pi x_3}{r}\right) \right)^2 \sim 0.0253, \quad (11)$$

where $\sqrt[3]{\frac{3}{16}}$ is the ratio between the radii of Tritium nucleus and Oxygen nucleus, since $R \propto A^{1/3}$ (A is the atomic number). So the effective baryon number violating operator of Eq. (10) becomes

$$\frac{P\beta^3}{\sqrt{2}f_\pi\Lambda^{11}R^3}({}^3H\pi e). \quad (12)$$

The triple nucleon decay lifetime can then be estimated to be

$$\tau \sim \frac{16\pi f_\pi^2 \Lambda^{22} R^6}{P^2 \beta^6 M_{3H}}. \quad (13)$$

In the MD paper: “We list the results, however, in case the nuclear dependence is of interest.”

Dependence on the nuclear – in which way?



$$R^6(^{136}\text{Xe}) > R^6(^{76}\text{Ge})$$

$$P^2(^{136}\text{Xe}) < P^2(^{76}\text{Ge})$$

Из наших расчетов следует что

at the same Λ :

$$\tau(^{136}\text{Xe}) \approx 4 \tau(^{76}\text{Ge})$$

То есть чувствительность для $^{76}\text{Ge} \approx 4$ раза лучше ^{136}Xe при прочих равных условиях

	Q	u^c	d^c	ℓ	e^c	ν^c	H
Z_6	6	5	1	2	5	3	1
Z_3	3	2	1	2	2	3	1
Z_2	2	1	1	2	1	1	1

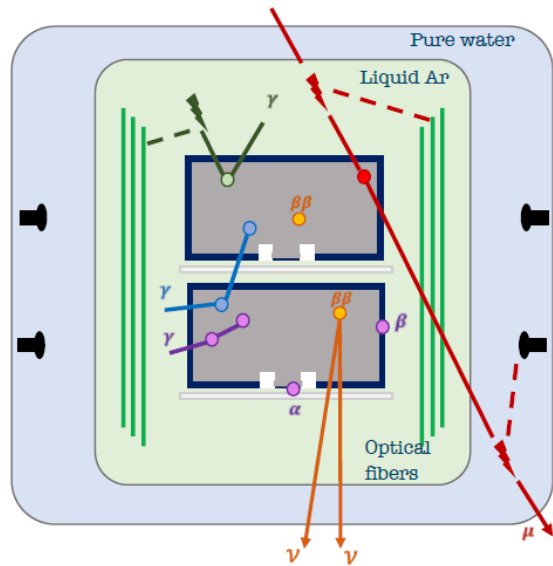
Table 1: Family-independent Z_6 charge assignment of the SM fermions and the Higgs boson along with the charges under Z_3 and Z_2 subgroups.

	Q	u^c	d^c	ℓ	e^c	ν^c	H
$U(1)_B$	1/3	-1/3	-1/3	0	0	0	0
$U(1)_L$	0	0	0	1	-1	-1	0
$U(1)_Y$	1/6	-2/3	1/3	-1/2	1	0	1/2
$U(1)_{2Y-B+3L}$	0	-1	1	2	-1	-3	1

Table 2: Charge assignment under B , L , Y and $U(1)_{2Y-B+3L}$ which contains the Z_6 of Table 1.

GERDA Phase II

Active Background Reduction

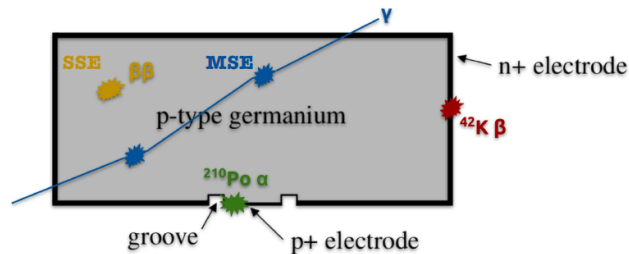


- Muon veto based on Cherenkov light and plastic scintillator
- LAr veto based on Ar scintillation light read by fibers and PMT
- Ge detector anti-coincidence
- Pulse shape discrimination (PSD) for multi-site and surface α events



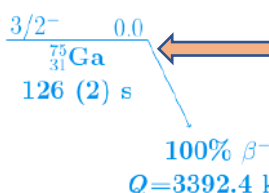
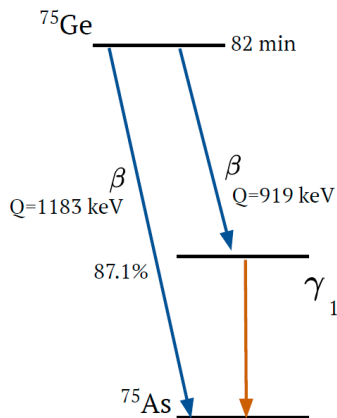
$\beta\beta$ decay signal: single energy deposition ($Q_{\beta\beta} = 2039$ keV) in a 1 mm³ volume

PSD: Reject multi-site and surface events based on detector signal shape



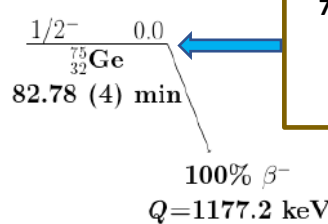


Бета распад ^{75}Ge



^{75}Ga в результате
исчезновения p
из ядра ^{76}Ge

^{75}Ge в результате
исчезновения n
из ядра ^{76}Ge

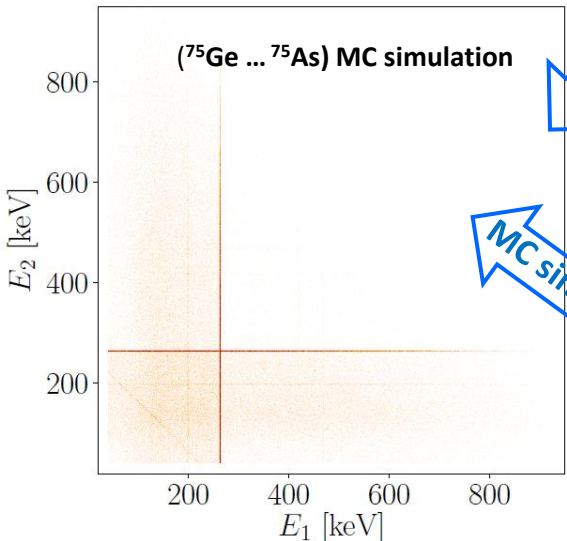


Схемы
распада ^{75}Ge

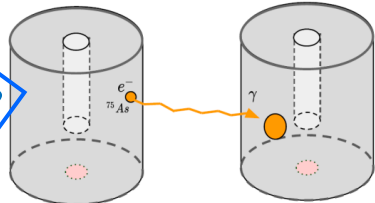
Simple

MC simulation

Detailed



MC simulation

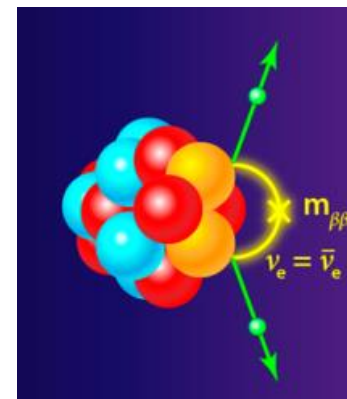
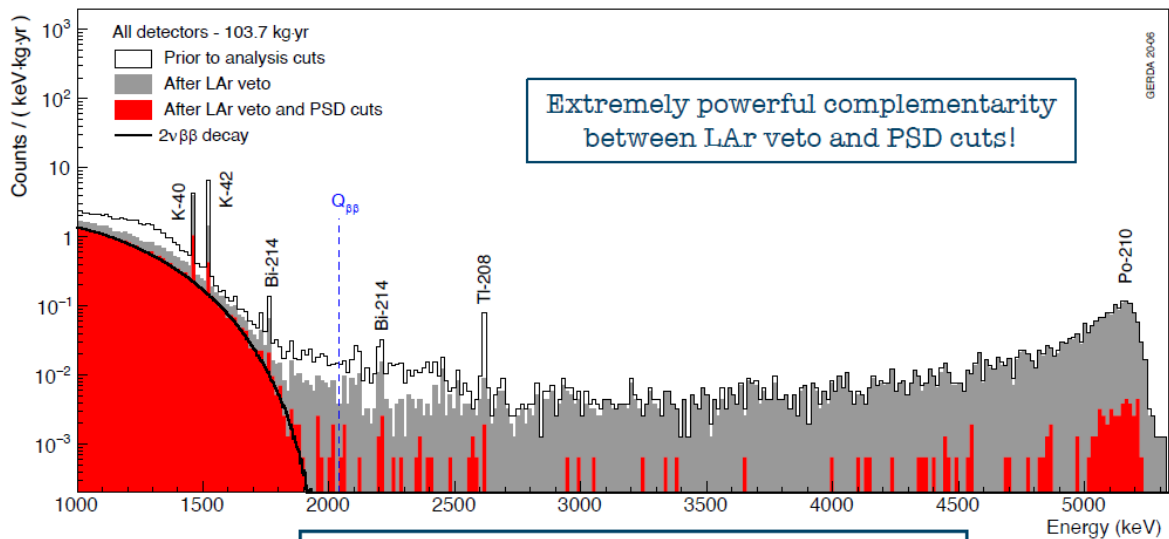


nucleon decay tagging via ^{75}Ge

$I\beta^-$ (%)	Spin-Parity	Energy [keV]
0.32	$1/2^-, 3/2^-$	617.69
0.225	$1/2^-$	468.80
<0.001	$5/2^+$	400.6
11.5	$3/2^-$	264.60
0.86	$1/2^-$	198.60
87.1	$3/2^-$	0.0

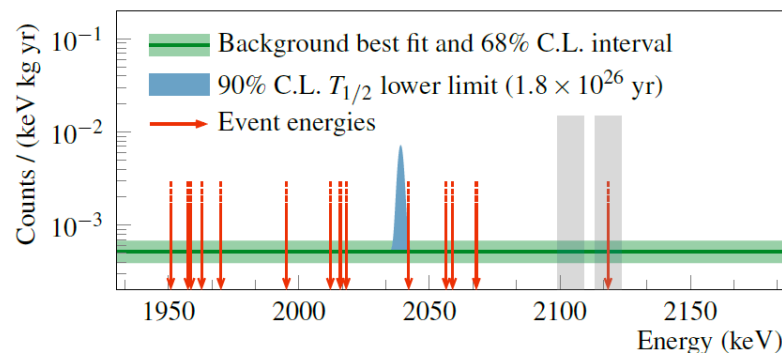
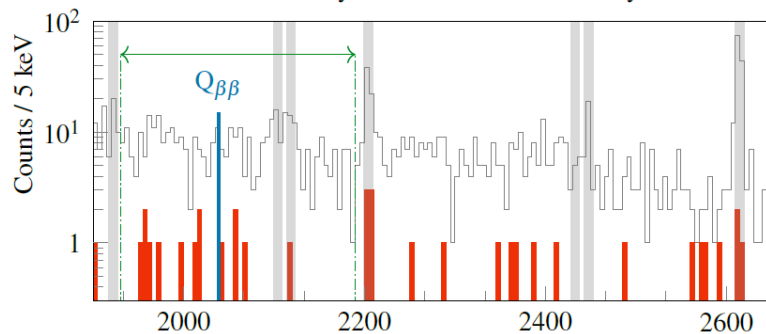
$^{75}_{33}\text{As}$ stable

Final Results of GERDA on the Search for $0\nu\beta\beta$ decay of ^{76}Ge



Background level = $5.2 \cdot 10^{-4}$ cts / (keV kg yr)

□ Prior to analysis cuts ■ After analysis cuts



Phase I and Phase II data together give a total exposure of **127.2 kg yr**, which corresponds to **1288 mol yr of ^{76}Ge** . The combined analysis has a best fit for null signal strength, and provides a half-life limit of

$$T_{1/2} > 1.8 \times 10^{26} \text{ yr at 90\% C.L.}$$