

---

# ФИЗИКА

# PHYSICS

УДК 539.123  
ББК 22.382  
Х 70

**Хоконов А.Х.**

*Доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики конденсированного состояния физического факультета, заведующий лабораторией астрофизики и физики нейтрино Кабардино-Балкарского государственного университета им. Х.М. Бербекова, тел. (8662) 77-51-11*

**Хамукова Л.А.**

*Ассистент кафедры физики конденсированного состояния физического факультета Кабардино-Балкарского государственного университета им. Х.М. Бербекова, тел. (8662) 77-51-11*

## **Двухфазный эмиссионный детектор для прямой регистрации потоков нейтрино и поиска частиц темной материи\***

*(Рецензирована)*

### **Аннотация**

*Для двухфазного эмиссионного детектора с газовым усилением рассмотрено формирование электростатического потенциала в объеме и на границе раздела жидкость-газ. Получены аналитические выражения для потенциала на границе раздела газ – неполярный диэлектрик. Даны: оценка темпа счета ядер отдачи, образуемых при взаимодействии с нейтралино, оценка темпов счета солнечного pp-нейтрино по электронам отдачи и слабо взаимодействующих массивных частиц по ядрам отдачи рабочего вещества детектора.*

**Ключевые слова:** детектор, темная материя, нейтрино, нейтралино.

**Khokonov A.Kh.**

*Doctor of Physics and Mathematics, Professor of Department for the Condensed Matter Physics of the Physical Faculty, Head of Laboratory for Astrophysics and Neutrino Physics, Kh.M. Berbekov Kabardin-Balkar State University, ph. (8662) 77-51-11*

**Khamukova L.A.**

*Assistant Lecturer of Department for the Condensed Matter Physics of the Physical Faculty, Kh.M. Berbekov Kabardin-Balkar State University, ph. (8662) 77-51-11*

## **Two-phase emission detector for direct detection of neutrino flows and for the search for dark matter particles**

### **Abstract**

*The paper discusses the formation of electrostatic potential in volume and at a fluid-gas interface for the two-phase emission detector with the gas amplification. The analytical expressions for potential at a gas – non-polar dielectric interface have been obtained. The author gives the estimate of rate of the account of recoil nucleuses which are formed at interaction with neutralino and the estimate of the count rate of the solar pp-neutrino basing on recoil electrons and weakly interacting massive particles and on nuclei recoil of the working substance of the detector.*

**Key words:** detector, dark matter, neutrino, neutralino.

### **Введение**

Двухфазный детектор представляет собой эмиссионную камеру, в которой конденсированное рабочее вещество используется в качестве мишени, а газовая среда –

---

\* Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-01130 – а.

---

для многократного пропорционального усиления электронного сигнала [1–3]. В настоящее время эмиссионная камера с газовым усилением (ЭКГУ) является одним из наиболее перспективных детекторов для измерения ультранизких активностей. Так, в работе [4] предложена конструкция жидкоаргоновой времяпроекционной камеры для поиска темной материи с массой рабочего вещества, составляющей 1000 кг. В Гран-Сассо проводится испытание ксеноновой ЭКГУ малого объема для поиска массивных слабовазаимодействующих частиц и их регистрации по ядрам отдачи [5]. Для поиска нейтринных осцилляций предложено использовать ЭКГУ с массой рабочего вещества свыше 100 ктонн [6].

Интерес представляет использование в качестве рабочей жидкости предельных углеводородов [1]. Это позволит создавать детекторы с большими рабочими объемами без использования дорогостоящей криогеники. Для эффективной работы двухфазного детектора необходимо правильно сформировать профиль электростатического потенциала вблизи границы раздела, так как от него напрямую будет зависеть ток эмиссии неравновесных электронов. В работах [4, 6] усиление сигнала в газовой фазе осуществляется двумя слоями больших электронных умножителей (LEM<sup>\*\*</sup>). Нами рассматривается случай, когда в газовой фазе пропорциональный режим усиления происходит в электростатическом поле многонитяного анода.

Использование многонитяного анода позволяет применять методы подавления фона, основанные на дискриминации событий по форме импульса, различая случаи для протяженной и точечной ионизации. Для дискриминации событий по форме импульса важное значение имеет самосогласованный переход от двухмерного потенциала многонитяного анода к одномерному потенциалу в объеме плоскопараллельной камеры. В данной работе в замкнутой аналитической форме определен одномерный потенциал вблизи границы раздела. Рассмотрено формирование электрического поля потенциальными кольцами в рабочем объеме эмиссионной камеры. Проведена оценка темпа счета солнечного  $\nu\nu$ -нейтрино по электронам отдачи и слабовазаимодействующих массивных частиц по ядрам отдачи рабочего вещества детектора. Для случая регистрации солнечного  $\nu\nu$ -нейтрино углеводородным эмиссионным детектором определена предельно допустимая концентрация изотопа  $C^{14}$ .

### **Принцип действия и конструкция двухфазного эмиссионного детектора**

Ионизация рабочего вещества эмиссионного детектора производится либо самой падающей заряженной частицей, либо электронами или ядрами отдачи при регистрации нейтральных частиц.

Образуемые в процессе ионизации ионы и электроны разделяются внешним полем и дрейфуют соответственно к металлическому катоду и к проволочному аноду камеры (см. рис. 1). Схема включения эмиссионного детектора аналогична схеме, используемой для пропорциональных счетчиков. Внешнее поле создается катодом и анодной сеткой, а также системой формирующих электродов. Внешнее электрическое поле в камере эмиссионного детектора должно обеспечить равномерный дрейф неравновесных электронов в рабочем объеме. Для обеспечения равномерности распределения градиента потенциала внутри рабочего объема формирующие электроды по-

---

<sup>\*\*</sup> *Large Electron Multiplier.*

следовательно соединены через резисторы, выполняющие функции делителя напряжения. Это гарантирует одинаковую скорость вытягивания электронов из объема детектора (рис. 2). Градиент потенциала определяет подвижность носителей в рабочем объеме и его увеличение желателен для уменьшения влияния рекомбинации. Формирование профиля потенциала с помощью системы электродов обуславливает эмиссионные свойства и имеет принципиальное значение для эффективного функционирования эмиссионных детекторов.

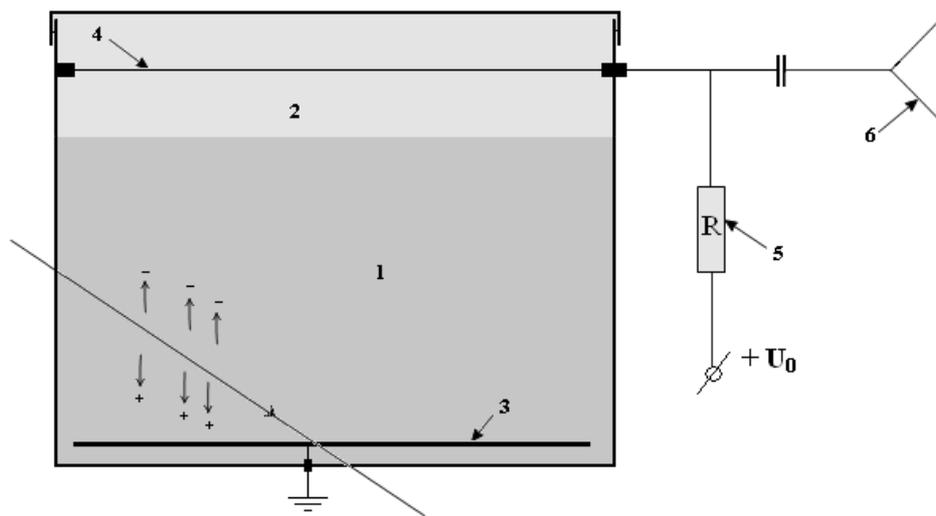


Рис. 1. Принцип работы двухфазного эмиссионного детектора: 1 – конденсированная (жидкая) среда; 2 – газообразная фаза; 3 – металлический катод; 4 – проволочный анод; 5 – сопротивление задержки; 6 – усилитель напряжения

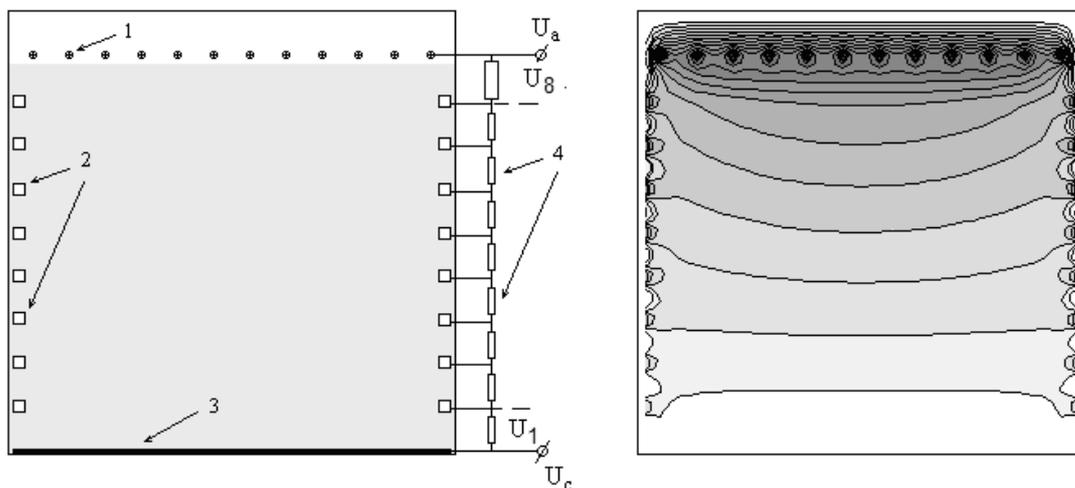


Рис. 2. Распределение потенциала в объеме двухфазного эмиссионного детектора:  $U_c$  – потенциал катода;  $U_a$  – потенциал анода;  $(U_1 - U_8)$  – напряжения, подаваемые на потенциальные кольца (потенциальные кольца равномерно делят потенциал внутри объема, занимаемого жидкой фазой). Справа – картина эквипотенциальных линий в детекторе

### Поперечный профиль электрического потенциала внешнего поля

Рассмотрим двухфазный детектор, в котором толщина слоя рабочей жидкости  $L_1$ , расстояние между поверхностью жидкости и анодом  $L_2$  (рис. 3).

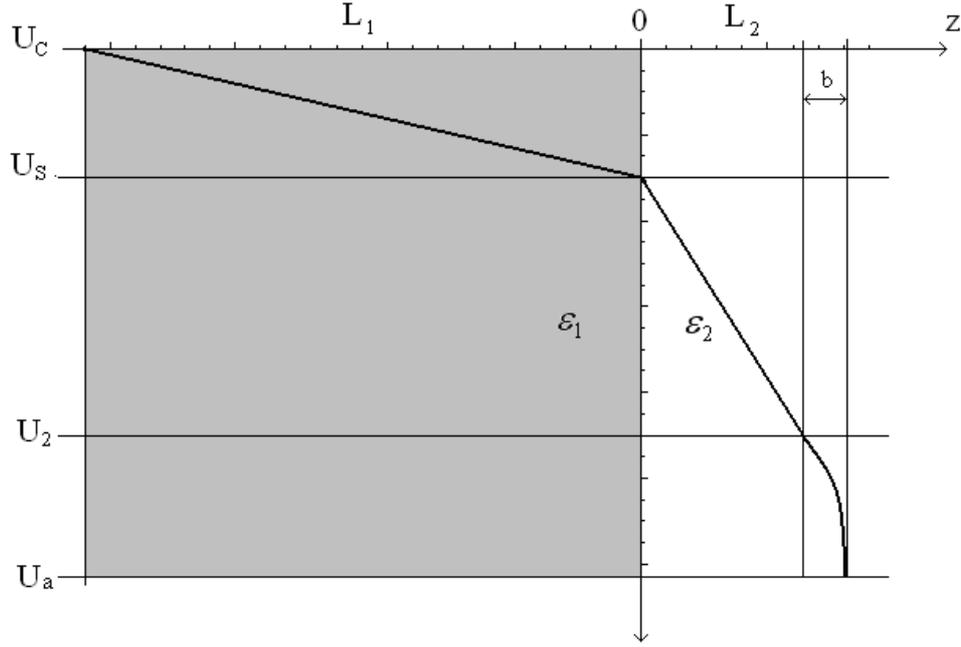


Рис. 3. Распределение потенциала внешнего электрического поля в двухфазном детекторе, задаваемого плоским катодом  $U_c$  и многонитянным анодом  $U_a$

Для нахождения профиля электрического потенциала в объеме камеры представим его в следующем виде:

$$U_0(z) = \begin{cases} U_c - E_1 \cdot (z + L_1), & -L_1 < z < 0, \\ U_s - E_2 \cdot z, & 0 < z < L_2, \\ U_a - \frac{(U_a - U_2)}{\ln(b/a)} \ln\left(\frac{L_2 + b - z}{a}\right), & L_2 < z < L_2 + b, \end{cases} \quad (1)$$

где  $U_a$  – заданный потенциал анода,  $E_{1,2} = |\vec{E}_{1,2}|$ ,  $U_c$  – потенциал плоского катода,  $U_s = U_c - L_1 \cdot E_1$  – потенциал поля на границе раздела фаз,  $U_2$  – потенциал поля на границе области, где поле можно считать однородным,  $L_2$  – толщина этой области,  $b$  – расстояние, на котором потенциал отдельной нити можно считать приближенно цилиндрически симметричным,  $a$  – радиус анодной нити.

Сшивая потенциал и его производную на границе раздела жидкость – газ, выразим напряженности  $E_1$  и  $E_2$  через  $U_c$  и  $U_2$ :

$$E_2 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1, \quad E_1 = \frac{\epsilon_2 \cdot (U_c - U_2)}{\epsilon_1 \cdot L_2 + \epsilon_2 \cdot L_1}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  – диэлектрические проницаемости жидкости и газа соответственно.

Напряженность поля  $E_2$  в свою очередь выразим через потенциал анодных нитей, используя теорему Гаусса:

$$\varepsilon_2 \cdot E_2 \cdot l \cdot d = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\varepsilon_2 \cdot l}{\ln \frac{b}{a}} \cdot (U_2 - U_a), \quad (3)$$

где  $d$  – расстояние между анодными нитями,  $l$  – длина этих нитей.

Приравнивая полученную выше напряженность электрического поля  $E_2$  напряженности поля, сформированного анодными нитями, получим уравнение для определения потенциала  $U_2$ :

$$\frac{\varepsilon_1 \cdot (U_c - U_2)}{\varepsilon_1 \cdot L_2 + \varepsilon_2 \cdot L_1} = \frac{2 \cdot \pi}{d} \cdot \frac{(U_2 - U_a)}{\ln(b/a)}. \quad (4)$$

Соответствующее решение имеет вид

$$U_2 = \frac{U_a - \chi \cdot U_c}{1 + \chi} \quad (5)$$

где

$$\chi = \frac{\varepsilon_1 \cdot d \cdot \ln(b/a)}{2 \cdot \pi \cdot (\varepsilon_1 \cdot L_2 + \varepsilon_2 \cdot L_1)} \quad (6)$$

Заметим, что в рассматриваемом случае расстояние между нитями  $d$  много меньше как  $L_1$ , так и  $L_2$ , поэтому  $\chi \ll 1$ . Следовательно, как при рассмотрении эмиссионных свойств границы раздела, так и при анализе движения зарядов вплоть до расстояний от нити превышающих  $d$ , достаточным является приближение плоскопараллельной камеры, где  $U_2 \approx U_a$ .

### **Формирование профиля электростатического потенциала вблизи границы раздела с учетом сил изображения**

Пересечению границы раздела электронами препятствует потенциальный барьер, образованный перераспределением объемного заряда электронной жидкости и ионных остовов вблизи поверхности. Помимо этого на электроны действует сила со стороны электрического изображения.

При этом образуется дополнительный потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов в газовую фазу:

$$U(z) = \begin{cases} U_0(z) + k_1 \frac{e^2}{|z|} - V_0, & -L_1 < z < 0; \\ U_0(z) - k_2 \frac{e^2}{|z|}, & 0 < z < L_2, \end{cases} \quad (7)$$

где  $k_2 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$ ,  $k_1 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$ ,  $V_0$  – работа выхода электрона.

На рисунке 4 приведены профили электростатического потенциала вблизи границы раздела жидкость – газ с учетом электрического изображения.

Рассмотрим качественно процессы, происходящие на границе раздела фаз в эмиссионном детекторе [1]. Для неполярных диэлектриков перераспределение объемного заряда электронной и ионной подсистем вблизи границы раздела ведет к тому, что энергия термализованного электрона, находящегося на дне зоны проводимости, может быть как выше, так и ниже энергии покоящегося электрона в вакууме на величину  $V_0$  (см. рис. 4).

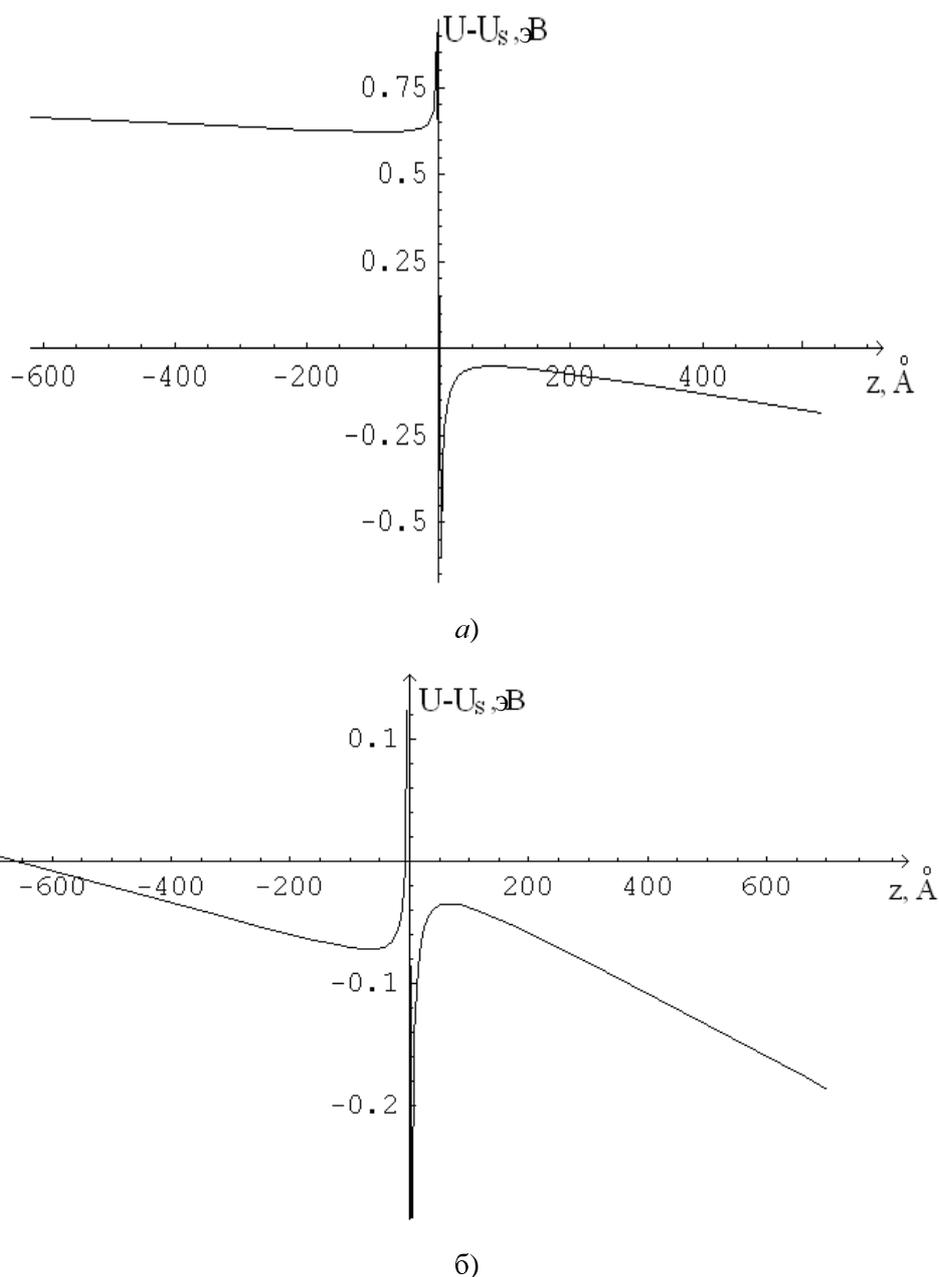


Рис. 4. Профили потенциала вблизи границы раздела с учетом внешнего поля и сил электрического изображения:

а) соответствуют  $Xe$   $V_0=-0,61$  эВ; б) соответствуют н-гексану  $V_0=0,09$  эВ

Согласно [1] значение  $V_0$  составляет -0,61 эВ для  $Xe$ , 0,09 эВ для н-гексана и -0,57 эВ для тетраметилсилана. Положительное  $V_0$  соответствует случаю нахожде-

ния в потенциальной яме. В конденсированной фазе на электроны действует также сила изображения, препятствующая их выходу наружу за счет высокого, но тонкого потенциального барьера толщиной около 20 ангстрем. Для электрона, находящегося в газовой фазе, силы изображения прижимают его к границе раздела из-за того, что ее диэлектрическая проницаемость в несколько раз меньше диэлектрической проницаемости неполярного диэлектрика.

Заметим, что в случае положительной работы выхода ( $V_0 > 0$ ) термализовавшемуся электрону для преодоления границы раздела необходимо преодолеть достаточно широкий внешний потенциальный барьер. Вероятность такого процесса экспоненциально подавлена, поэтому в случае рабочей жидкости с положительной работой выхода необходимо использовать дополнительную вытягивающую сетку, погруженную в рабочую жидкость на малую глубину  $h$ .

### Сечение и темп счета детектора для упругого рассеяния нейтралино на ядрах

Полное сечение упругого рассеяния нейтралино на ядре имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 \left( \frac{m_1}{m_p} \right)^2 \frac{1}{1+\eta^2} \left\{ A^2 \left[ \beta^2 \left( f_V^0 - f_V^1 \frac{N-Z}{A} \right)^2 \frac{2\eta^2 + 2\eta + 1}{(1+\eta)^2} + \left( f_S^0 - f_S^1 \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] + \frac{1}{2J_i + 1} \left\langle \left\| J_i \left\| (f_A^0 + \tau_3 f_A^1) \vec{\sigma} \right\| J_i \right\|^2 \right\rangle \right\}, \quad (8)$$

где  $\sigma_0 = \frac{1}{2\pi} (G_F m_p)^2 = 0,77 \times 10^{-38} \text{ см}^2$ ,  $m_1$  – масса нейтралино,  $\eta = m_1/m_A$ ,  $m_A$  – масса ядра мишени,  $\beta = v/c$ ,  $f_V^0$ ,  $f_A^0$ ,  $f_S^0$  – изоскалярные и  $f_V^1$ ,  $f_A^1$ ,  $f_S^1$  – изовекторные формфакторы.

Результаты расчетов сечения упругого рассеяния нейтралино на ряде ядер и числа событий в год на тонну мишени приведены в таблице 1.

Таблица 1

Сечение упругого рассеяния нейтралино на ядре

Ядро	$\sigma$ , см <sup>2</sup>	Число событий в год на тонну мишени
<sup>12</sup> C	$2,2 \times 10^{-42}$	0,89
<sup>19</sup> F	$1,5 \times 10^{-38}$	3854 1639 для жидкого CF <sub>4</sub>
<sup>40</sup> Ar	$2,55 \times 10^{-41}$	3
<sup>78</sup> Kr	$9,7 \times 10^{-41}$	6
<sup>134</sup> Xe	$1,4 \times 10^{-40}$	5
<sup>136</sup> Xe	$3,08 \times 10^{-40}$	11

Для нейтралино с массой  $m_\chi = 126 \text{ ГэВ}$  и скоростью  $v_0 = 300 \text{ км/с}$  кинетическая энергия эквивалентна  $T_\chi$ . В этом случае ядро отдачи имеет кинетическую энер-

гию  $T_{\max} = \frac{4m_\chi m}{(m_\chi + m)^2} T_\chi$ . Кинетическая энергия ядра отдачи меняется от 2 до 50 кэВ. Регистрация таких энергий крайне затруднительна ввиду того, что в этом случае радиоактивный фон существенно возрастает.

### Регистрация солнечного $\nu\nu$ -нейтрино

Сечение, определяющее скорость счета и распределение электронов отдачи по кинетическим энергиям при взаимодействии солнечного нейтрино с электронами рабочего вещества эмиссионного детектора, определяется формулой:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[ g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{\omega}\right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{\omega^2} \right], \quad (9)$$

где  $g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w$ ,  $g_R = \sin^2 \theta_w$ ,  $\omega$  – энергия нейтрино,  $T$  – кинетическая энергия электрона,  $m$  – масса электрона.

Максимальная кинетическая энергия электрона равна  $T_m = \frac{2\omega^2}{2\omega + m}$ .

Интегрируя формулу (9) по кинетической энергии в интервале от энергетического порога до  $T_m$ , получим:

$$\sigma(\omega, T_1 \leq T \leq T_m) = \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[ T(g_L^2 + g_R^2) - \frac{T^2}{2\omega} g_R^2 \left(2 + \frac{g_L m}{g_R \omega}\right)^2 + \frac{g_R^2 T^3}{3\omega^2} \right]_{T_1}^{T_m}. \quad (10)$$

На рисунке 5 приведен спектр солнечного  $\nu\nu$ -нейтрино [7].

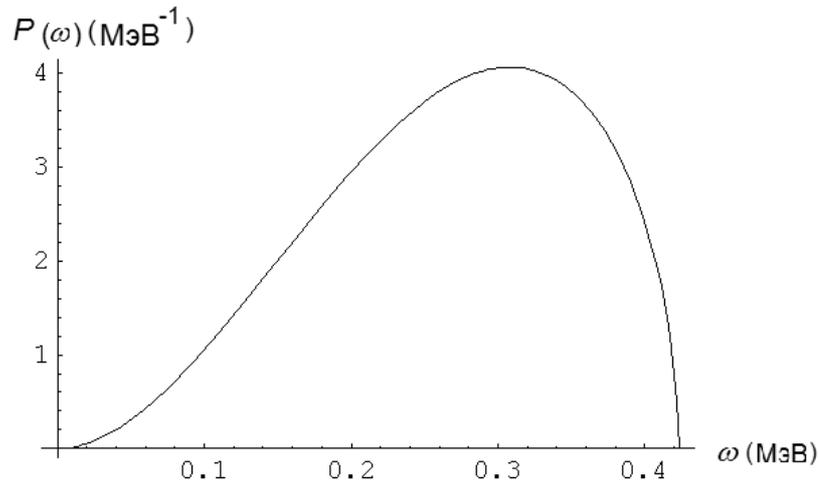


Рис. 5. Энергетический спектр нейтрино  $P(\omega)$ , нормированный на 1 МэВ

Число электронов  $N_e$  в углеводородной мишени с химической формулой  $(CH_p)_k$  равно:

$$N_e = N_A \frac{\left(1 + \frac{p}{6}\right)}{\left(2 + \frac{p}{6}\right)} M, \quad (11)$$

где  $N_A$  – число Авогадро,  $M$  – масса мишени в граммах.

Свертывая поток солнечного  $\nu$ -нейтрино  $j_1(\omega)$  с дифференциальным сечением  $\frac{d\sigma}{dT}$ , получим полное число событий  $N_1$  за период  $t$  в детекторе, содержащем  $N_e$  электронов:

$$N_1 = N_e t \int j_1(\omega) \frac{d\sigma}{dT} d\omega. \quad (11)$$

В случае детектора массой  $M = 10^6$  кг,  $p = 2,4$  неопентана (тетраметилметана) –  $C(CH_3)_4$  число зарегистрированных  $\nu$ -нейтрино  $N_1$  составит 197 событий на килотонну в год.

Чтобы оценить допустимую концентрацию изотопа  $^{14}C$  в углеводородной мишени (рис. 6), необходимо выполнение условия превышения полезного сигнала над фоном. Число зарегистрированных нейтрино  $N_1$  должно быть больше числа распадов  $N_{^{14}C}$ .

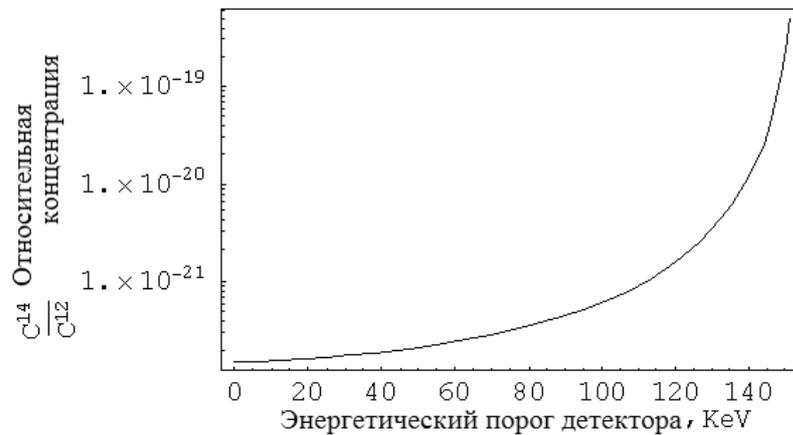


Рис. 6. Зависимость допустимой относительной концентрации  $^{14}C$  к  $^{12}C$  от пороговой энергии

Таким образом, для относительной концентрации  $x$  изотопа  $^{14}C$ :  $x = \frac{N_{^{14}C}}{N_{^{12}C}}$ ,

где  $N_{^{14}C} = \lambda N_c t$ ,  $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ год}^{-1}$ , число атомов  $N_c = \frac{N_A}{12+p} M = 4 \cdot 10^{28}$ . Получаем

$x < 4 \cdot 10^{-23}$ , что намного меньше, чем в эксперименте BOREXINO [8], где  $x$  имеет порядок  $10^{-18}$ .

---

### Примечания:

1. Болоздыня А.И. Электролюминесцентная эмиссионная камера с конденсированным ксеноном в качестве рабочего вещества // Приборы и техника эксперимента. 1985. № 2. С. 5-23.
2. Барабаш А.С., Болоздыня А.И. Жидкостные ионизационные детекторы. М.: Энергоатомиздат, 1993. 240 с.
3. Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. Поиски частиц темной материи // УФН. 2008. Т. 178. С. 1129-1164.
4. Laffranchi M., Rubbia A. The ArDM project: a liquid argon TPC for dark matter detection // Journal of Physics: Conference Series 2007. Vol. 65. Iss. 1. 4 p.
5. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory / Angle J. [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. Iss. 2. 021303 [5 pages] (arXiv:astro-ph/0706.0039v2. 2007. 5 p.)
6. Construction and operation of a Double Phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber / A. Badertscher, L. Knecht [et al.] / IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Nuclear Science Symposium (NSS'08). Piscataway: IEEE, 2008. P. 1328-1334 (arXiv: physics. insdet/0811.3384v1. 2008. 7 p.)
7. Thermal distributions in stellar plasmas, nuclear reactions and solar neutrinos / M. Coraddu, G. Kaniadakis, A. Lavagno [et al.] // Braz. J. Phys. 1999. Vol. 29, No. 1. P. 153-168. См. данные с сайта <http://www.sns.ias.edu/~jnb/Sndata/sndata.html> Software and data for solar neutrino research.
8. Клапдор-Клайнротхаус Г.В., Штаудт А. Неускорительная физика элементарных частиц. М.: Наука: Физматлит, 1997. 528 с.

### References:

1. Bolozdynya A.I. Electroluminescent emissive chamber with condensed xenon as working substance // Devices and experimental technique. 1985. No. 2. P. 5-23.
2. Barabash A.S., Bolozdynya A.I. Fluid ionization detectors. M.: Energoatomizdat, 1993. 240 pp.
3. Ryabov V.A., Tsarev V.A., Tskhovrebov A.M. Searching for particles of dark matter // UFN. 2008. Vol. 178. P. 1129-1164.
4. Laffranchi M., Rubbia A. The ArDM project: a liquid argon TPC for dark matter detection // Journal of Physics: Conference Series 2007. Vol. 65. Iss. 1. 4 p.
5. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory / Angle J. [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. Iss. 2. 021303 [5 pages] (arXiv:astro-ph/0706.0039v2. 2007. 5 p.)
6. Construction and operation of a Double Phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber / A. Badertscher, L. Knecht [et al.] / IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Nuclear Science Symposium (NSS'08). Piscataway: IEEE, 2008. P. 1328-1334 (arXiv: physics. insdet/0811.3384v1. 2008. 7 p.)
7. Thermal distributions in stellar plasmas, nuclear reactions and solar neutrinos / M. Coraddu, G. Kaniadakis, A. Lavagno [et al.] // Braz. J. Phys. 1999. Vol. 29, No. 1. P. 153-168. См. данные с сайта <http://www.sns.ias.edu/~jnb/Sndata/sndata.html> Software and data for solar neutrino research.
8. Klapdor-Kleingrothaus G.V., Shtaudt A. Non-accelerating physics of elementary particles. M.: Nauka, Phizmatlit, 1997. 528 pp.