

$(\nu_e \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ -КОНВЕРСИИ В ПОТОКЕ БЕРИЛЛИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО**Ю. И. Романов**

ФГБОУ ВПО «Московский государственный университет дизайна и технологии», г. Москва

Рассмотрена возможность превращения электронного нейтрино в родственную античастицу при изменении его спиральности на примере бериллиевых солнечных нейтрино, рассеиваемых электроном-мишенью. Проанализированы электрослабые спектры и угловые распределения электронов отдачи для состояний с содержанием электронных нейтрино и примесной $\tilde{\nu}_e$ -компоненты, а также $\tilde{\nu}_\mu$ (ν_μ)- и $\tilde{\nu}_\tau$ -компонент в соотношениях, к которым приводят полные сечения с порогом регистрации электрона $T_{\min} = 0,25$ МэВ.

Ключевые слова: электронный нейтрино, спиральность частицы, солнечные нейтрино, электрослабые спектры.

ON THE $(\nu_e \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ -CONVERSION IN THE SOLAR BERILLIUM NEUTRINO FLUX / YU. I. ROMANOV // The possibility of the transformation of electron neutrino into related antiparticle when the helicity changes is considered on example of beryllium solar neutrinos scattered by an electronic target. The electroweak spectra and angular distributions of recoil electrons are analyzed for the states with the content of electron neutrino and admixture component $\tilde{\nu}_e$ (and also $\tilde{\nu}_\mu$ (ν_μ)-, $\tilde{\nu}_\tau$ -components) in the ratios given by total cross sections with the detection threshold $T_{\min} = 0.25$ MeV.

Key words: electron neutrino, particle helicity, solar neutrino, electroweak spectra.

Экспериментальные данные указывают на проявление «дефицита» солнечных нейтрино, наличие в их потоке примесных компонент мюонных и тауонных нейтральных лептонов.

Если в рамках осцилляционного сценария спиральность сохраняется, то на основе концепции о левополяризованном («левом») нейтрино волновому пакету нейтральных лептонов соответствует состояние $\{\nu_e^L, \nu_\mu^L, \nu_\tau^L\}$, а в рамках представлений четырехкомпонентной теории $(\nu_\mu \equiv \nu_R, \tilde{\nu}_\mu \equiv \tilde{\nu}_L)$ – состояние $\{\nu_e^L, \tilde{\nu}_\mu^L, \nu_\tau^L\}$ в условиях $(\nu_e^L \rightarrow \tilde{\nu}_\mu^L)$ -перехода. При возможном изменении спиральности электронного нейтрино от Солнца под действием его магнитного поля возникающую правополяризованную частицу можно рассматривать как антинейтрино любого из трех известных семейств лептонов или как мюонное нейтрино при

реализации $(\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R)$ -перехода. Этому случаю соответствуют состояния волнового (анти)нейтринного пакета $\{\nu_e^L, \tilde{\nu}_e^R, \tilde{\nu}_\mu^R, \tilde{\nu}_\tau^R\}$ и $\{\nu_e^L, \tilde{\nu}_e^R, \nu_\mu^R, \tilde{\nu}_\tau^R\}$ [1]. Особый интерес представляет поиск в потоке «солнечных посланцев» $\tilde{\nu}_e$ -компоненты. Ее обнаружение важно для проверки майорановской природы нейтрального лептона.

Регистрация солнечных нейтрино возможна на основе реакции их упругого рассеяния на электроны. Ее преимущество перед другими реакциями взаимодействия нейтрино заключается в чувствительности ко всем сортам нейтральных лептонов. В рамках проекта Борексина [2] ведутся работы по детектированию моноэнергетических бериллиевых нейтрино с энергией $E_\nu = 0,862$ МэВ, испускаемых в процессе захвата электрона из солнечной

плазмы ядром бериллия ${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e){}^7\text{Li}$, и порогом 0,25 МэВ по электронам отдачи.

Электрослабый (EW) спектр конечных электронов при $\nu_e e$ -рассеянии

$$\frac{d\sigma_{\nu_e}^{EW}}{dT} / \sigma_0^{EW} = g_L^2 + g_R^2 \left(\frac{E_\nu - T}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2}, \quad (1)$$

(T и m_e – кинетическая энергия электрона и его масса, $g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$, $g_R = \sin^2 \theta_W \cong 0,23$, θ_W – «электрослабый угол смешивания», σ_0^{EW} – параметр, равный $(2G^2 m_e) / \pi \cong 1,712 \cdot 10^{-48} \text{ м}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$), довольно плоский (рис. 1, кривая 1). При вылете электрона по направлению импульса падающего бериллиевого нейтрино кинетической энергии $T_{\max} = 2E_\nu^2 / (2E_\nu + m_e)$ соответствует значение сечения (1), равное 0,461 (здесь и ниже – в единицах σ_0^{EW}). С ее уменьшением предсказывается слабый рост сечения. В то же время EW -спектр при $\tilde{\nu}_e e$ -рассеянии (формула (1) при $g_L \leftrightarrow g_R$) характеризуется резким спадом с увеличением кинетической энергии электрона (рис. 1, кривая 3). При $T \rightarrow 0$ оба сечения (1) «выходят на константу», определяемую комбинацией $g_L^2 + g_R^2 \cong 0,590$. Различие спектров может способствовать успеху в поиске электронных антинейтрино среди частиц, рассеиваемых электроном-мишенью.

Начнем анализ превращения электронного нейтрино в родственную античастицу, рассматривая состояние $\{\nu_e^L, \tilde{\nu}_e^R\}$ как суммарный $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\}$ волновой пакет нейтральных (анти)лептонов. Вклады $\{\nu_e\}$ и $\{\tilde{\nu}_e\}$ в суммарный спектр (и ниже в суммарное угловое распределение) конечных электронов ($K_1 = 79,5\% (\nu_e e)$ и $K_2 = 20,5\% (\tilde{\nu}_e e)$) определяем на основе полных EW -сечений [3]

$$\begin{aligned} \sigma^{EW} = \sigma_0^{EW} & \left\{ \left(g_L^2 + g_R^2 \right) (T_{\max} - T_{\min}) - \right. \\ & - \frac{1}{E_\nu^2} \left(g_R^2 E_\nu + g_L g_R \frac{m_e}{2} \right) \cdot (T_{\max}^2 - T_{\min}^2) + \\ & \left. + g_R^2 \frac{1}{3E_\nu^2} (T_{\max}^3 - T_{\min}^3) \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Они равны $0,206(\nu_e e)$ и $0,053(\tilde{\nu}_e e)$ и отвечают порогу регистрации электрона $T_{\min} = 0,25 \text{ МэВ}$. Для сравнения отметим, что беспороговые ($T_{\min} = 0$) полные сечения оказываются равными $0,346(\nu_e e)$ и $0,162(\tilde{\nu}_e e)$.

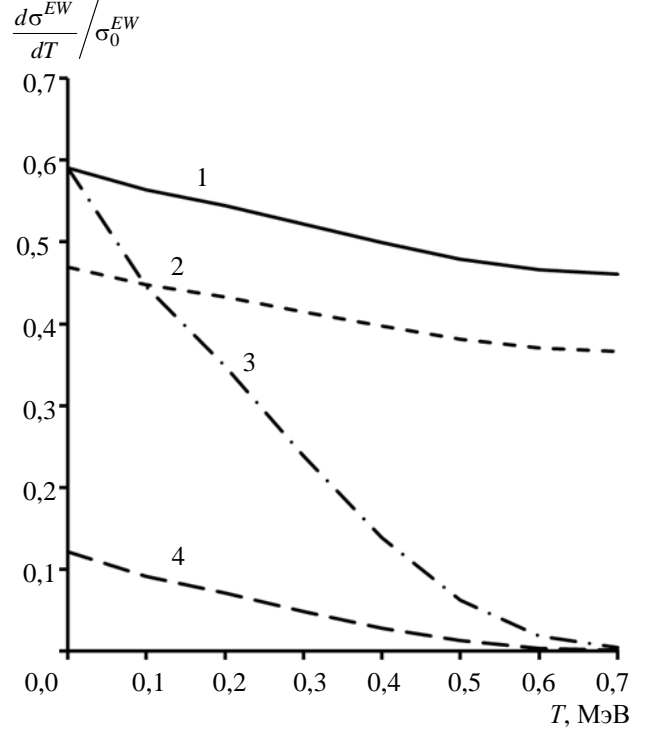


Рис. 1. Энергетические спектры конечных электронов, отвечающие $(\nu_e \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ -переходу: 1 – $[\nu_e^L]$, 2 – $\{\nu_e^L\}$, 3 – $[\tilde{\nu}_e^R]$, 4 – $\{\tilde{\nu}_e^R\}$

На рис. 1 представлены результаты сравнения дифференциальных по кинетической энергии электронов отдачи сечений, характеризующих состояния $\{\nu_e\}$ и $\{\tilde{\nu}_e\}$ (и обозначаемых здесь и ниже теми же символами), с сечениями, соответствующими состояниям $[\nu_e]$ – «благополучному приземлению» бериллиевых нейтрино и $[\tilde{\nu}_e]$ – крайнему гипотетическому случаю превращения всего их потока в «свои» антинейтрино.

Нейтринно-электронное рассеяние характеризуется узкой диаграммой направленности электронов отдачи. Дифференциальное по углу вылета электрона (α) EW -сечение

$$\frac{d\sigma^{EW}}{d \cos \alpha \cdot \sigma_0^{EW}} = \frac{4\omega_0^2 \cos \alpha}{(\omega_0^2 - \cos^2 \alpha)^2} \times$$

$$\times \left\{ g_L^2 + g_R^2 \left[\frac{\omega_0^2 - \frac{\omega+2}{\omega} \cos^2 \alpha}{\omega_0^2 - \cos^2 \alpha} \right]^2 - g_L g_R \frac{2 \cos^2 \alpha}{\omega^2 (\omega_0^2 - \cos^2 \alpha)} \right\}, \quad (3)$$

где $\omega = E_\nu/m_e$, $\omega_0 = (\omega+1)/\omega$, $\sigma_{0e}^{EW} = \sigma_0^{EW} m_e$, имеет пик в направлении импульса начального нейтрино ($\alpha = 0^\circ$). Оно монотонно возрастает при увеличении ω и убывает с ростом α . Кинематически разрешенные углы α определяются сегментом $[0^\circ; 90^\circ]$, и на его верхней границе сечение обращается в нуль. При рассеянии бериллиевых нейтрино (рис. 2, кривая 1) максимальное значение сечения ($\alpha = 0^\circ$) равно 1,98 (здесь и ниже – в единицах σ_{0e}^{EW}). Угловое распределение электронов при $\tilde{\nu}_e e$ -рассеянии имеет максимум, в области малой энергии начального антинейтрино значительно отстоящий от направления его движения. С увеличением энергии он смещается в сторону меньших углов вылета электрона. В рассматриваемом случае ($E_{\tilde{\nu}} = 0,862$ МэВ) при угле $\alpha = 0^\circ$ сечение принимает значение 1,08 и с увеличением α от 0° до 90° имеет плавный подъем, достигая максимума при $\alpha \cong 45^\circ$ и затем спадая до нуля (рис. 2, кривая 3).

Сечения, соответствующие обсуждаемым состояниям электронных (анти)нейтрино, иллюстрирует рис. 2.

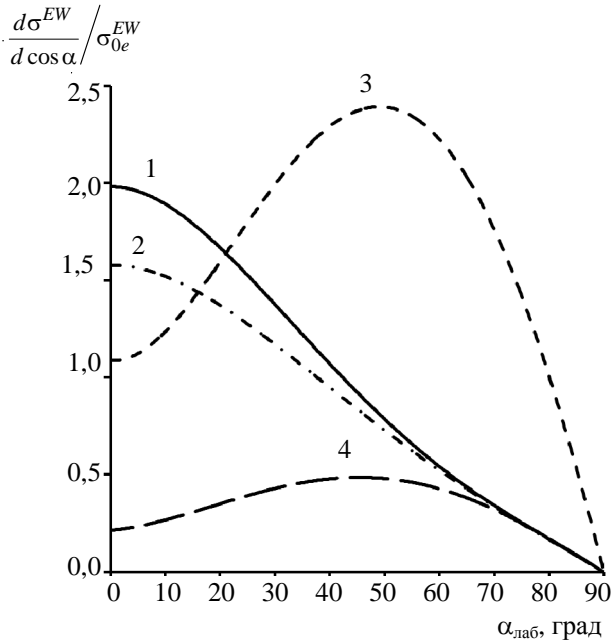


Рис. 2. Угловые распределения электронов отдачи при $(\nu_e \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ -переходе: 1 – $[\nu_e^L]$, 2 – $\{\nu_e^L\}$, 3 – $[\tilde{\nu}_e^R]$, 4 – $\{\tilde{\nu}_e^R\}$

Воспринимая состояние $\{\nu_e^L, \tilde{\nu}_e^R\}$ как смешанный волновой пакет $\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R\}$, для описания обсуждаемых дифференциальных сечений введем линейную комбинацию констант связи $g_{L(R)}^* = \overbrace{K_1 g_{L(R)}}^{\nu_e} + \overbrace{K_2 g_{L(R)}}^{\tilde{\nu}_e}$: $g_L^* = 0,630$, $g_R^* = 0,335$. Сравнение смешанных и суммарных спектров электронов отдачи демонстрирует рис. 3.

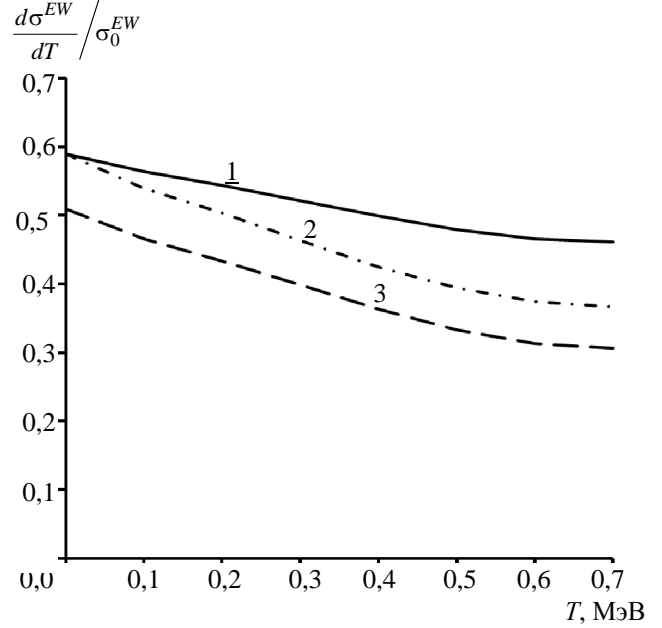


Рис. 3. Суммарный и смешанный спектры конечных электронов при $(\nu_e \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ -переходе: 1 – $[\nu_e^L]$, 2 – $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\}$, 3 – $\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R\}$

Рассмотрим далее вклады электронных (анти)нейтрино в «реальные» суммарные дифференциальные сечения $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\} + \{\tilde{\nu}_\mu^R\} + \{\tilde{\nu}_\tau^R\}$ и $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\} + \{\nu_\mu^R\} + \{\tilde{\nu}_\tau^R\}$, в которых при изменении спиральности солнечных нейтрино учтем возможность рассеяния электроном-мишенью и других достигающих ее «правых» нейтральных (анти)лептонов: $\tilde{\nu}_\mu^R$ или ν_μ^R , $\tilde{\nu}_\tau^R$. Расчеты на основе полных EW -сечений $\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ -рассеяния, указанных выше, а также (анти)нейтринно-мюонного и тауонного рассеяний, равных, согласно (2), $0,043(\nu_{\mu,\tau} e)$ и $0,038(\tilde{\nu}_{\mu,\tau} e)$, приводят к выводу, что в случаях $(\nu_e^L \rightarrow \tilde{\nu}_\mu^R)$ - (рис. 4) и $(\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^R)$ -

конверсий вклады составляют соответственно 61,49 % и 60,59 % для состояния $\{\nu_e\}$, 15,82 % и 15,59 % для состояния $\{\tilde{\nu}_e\}$.

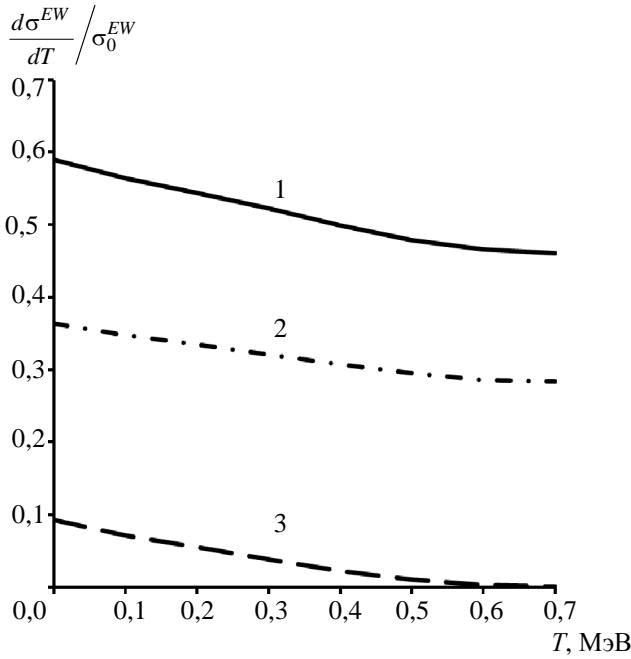


Рис. 4. Вклады нейтральных лептонов электронного семейства в суммарный спектр $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\} + \{\tilde{\nu}_\mu^R\} + \{\tilde{\nu}_\tau^R\}$ (1 – $[\nu_e]$, 2 – $\{\nu_e\}$, 3 – $\{\tilde{\nu}_e\}$)

Для описания смешанных дифференциальных сечений, отвечающих состояниям $\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R + \tilde{\nu}_\mu^R + \tilde{\nu}_\tau^R\}$ и $\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R + \nu_\mu^R + \tilde{\nu}_\tau^R\}$, вводим линей-

ные комбинации констант $g_{L(R)}^{(1)} = \overbrace{k_1 g_{L(R)}}^{\nu_e^L} + \overbrace{k_2 g_{L(R)}}^{\tilde{\nu}_e^R} + \overbrace{2k_3 g_{L(R)}}^{\tilde{\nu}_{\mu,\tau}^R}$ и $g_{L(R)}^{(2)} = \overbrace{k_4 g_{L(R)}}^{\nu_e^L} + \overbrace{k_5 g_{L(R)}}^{\tilde{\nu}_e^R} + \overbrace{k_6 g_{L(R)}}^{\nu_\mu^R} + \overbrace{k_7 g_{L(R)}}^{\tilde{\nu}_\tau^R}$. Коэффициенты $k_1 - k_7$ определяются вкладами каждого рассеиваемого лептона в совокупности полных EW -сечений, соответствующих обсуждаемым смешанным состояниям, а стандартные электрослабые константы $g_{L(R)}$ фиксированы: $g_R = \sin^2 \theta_W$ для всех нейтрино,

$g_L = \sin^2 \theta_W \pm \frac{1}{2}$ для электронного (и соответственно знаку) мюонного или таунонного нейтрино. Смешанным дифференциальным сечениям с уча-

стием «правых» мюонных антинейтрино и нейтрино соответствуют $g_L^{(1)} = 0,537$, $g_R^{(1)} = 0,196$ и $g_L^{(2)} = 0,504$, $g_R^{(2)} = 0,252$.

Электронные спектры, включающие вклады «правых» мюонных (анти)нейтрино, демонстрирует таблица, из которой видно различие между смешанными спектрами в сотых, а между суммарными – лишь в тысячных долях, различие же между самими «реальными» смешанными и суммарными спектрами предсказывается в десятых долях (рис. 5).

Смешанные и суммарные спектры конечных электронов при рассеянии бериллиевых нейтрино с учетом их конверсии в нейтральные (анти)лептоны других семейств

$[\nu_e]$	$\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R + \tilde{\nu}_\mu^R(\nu_\mu^R) + \tilde{\nu}_\tau^R\}$	$\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\} + \{\tilde{\nu}_\mu^R\}(\{\nu_\mu^R\}) + \{\tilde{\nu}_\tau^R\}$
0,461	0,242 (0,199)	0,304 (0,303)
0,466	0,245 (0,203)	0,309 (0,308)
0,479	0,254 (0,215)	0,325 (0,323)
0,499	0,260 (0,223)	0,349 (0,348)
0,522	0,282 (0,253)	0,381 (0,368)
0,544	0,297 (0,274)	0,414 (0,410)
0,563	0,309 (0,292)	0,444 (0,439)
0,578	0,319 (0,313)	0,466 (0,460)
0,587	0,325 (0,315)	0,480 (0,474)
0,590	0,327 (0,318)	0,484 (0,479)

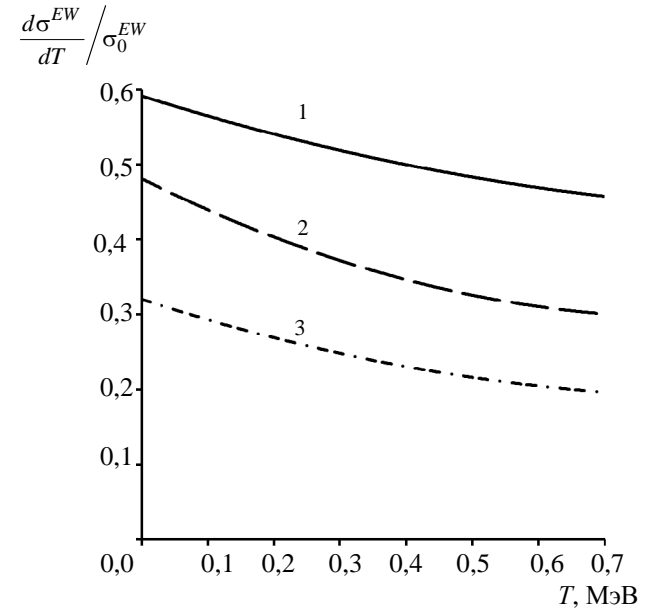


Рис. 5. Сравнение суммарных и смешанных электронных спектров, включающих «правое» мюонное нейтрино ν_μ^R : 1 – $[\nu_e]$, 2 – $\{\nu_e^L\} + \{\tilde{\nu}_e^R\} + \{\nu_\mu^R\} + \{\tilde{\nu}_\tau^R\}$, 3 – $\{\nu_e^L + \tilde{\nu}_e^R + \nu_\mu^R + \tilde{\nu}_\tau^R\}$

Каждое из дифференциальных по кинетической энергии электронов отдачи сечений в составе представленных спектров определяется десятью их значениями, которые соответствуют углам вылета электрона от 0° до 90° ($h = 10^\circ$).

Прецизионное измерение спектра электронов при рассеянии ${}^7\text{Be}$ -нейтрино позволит осуществить наглядную проверку теории нейтринных осцилляций, сделать важный шаг за пределы стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Выражаю глубокую благодарность Е. Ю. Струневич за помощь в этой работе.

Список литературы

1. Романов Ю. И. Слабое взаимодействие лептонов. Избранное. – М.: МГУДТ, 2011. Гл. V. С. 226.

2. Arpesella C. et al. Collab.: BOREXINO. First real time detection of ${}^7\text{Be}$ solar neutrinos by BOREXINO // *Physics Letters B*. 2008. Vol. 658, N 4. P. 101–108.

3. Романов Ю. И. Поиск магнитного момента нейтрино в упругом ν_e -рассеянии // *Известия РАН. Серия физическая*. 2008. Т. 72. № 6. С. 841–844.

Контактная информация –

Романов Юрий Иванович,
117997, Москва, ул. Садовническая, д. 33,
e-mail: romanov.yu.i@mail.ru,
тел. (495)9533891,
факс: 8(495)9595376

Статья поступила в редакцию 31.08.2012.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 3, с. 80–84.