

О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО И НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ (АНТИ)НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ

© 2021 г. В. А. Бедняков¹⁾, Д. В. Наумов¹⁾, И. В. Титкова^{1)*}

Поступила в редакцию 29.10.2020 г.; после доработки 29.10.2020 г.; принята к публикации 06.11.2020 г.

Обнаружение когерентного рассеяния нейтрино на ядрах в эксперименте COHERENT открыло источник новой информации для фундаментальных исследований в области нейтринной и ядерной физики, а также в направлении поиска физики за рамками Стандартной модели. Благодаря значительным переданным импульсам, характерной чертой кинематической области этого эксперимента является то, что в ней эффект когерентности реализуется не в “чистом виде”, а “смешивается” с заметным некогерентным вкладом. С одной стороны, это приводит к дополнительным систематическим неопределенностям в изучении “нейтринной составляющей” самого эффекта когерентности. С другой — позволяет исследовать динамический переход между когерентным и некогерентным режимами рассеяния и потенциально их разделить экспериментально. Согласованное измерение когерентного и некогерентного сечения рассеяния (анти)нейтрино на ядре в одном и том же эксперименте, на наш взгляд, представляется уникальной возможностью, реализация которой, безусловно, будет источником новых данных для физики нейтрино, ядра и новой физики. В настоящей работе показано, что такая возможность имеется не только для экспериментов по исследованию когерентного рассеяния нейтрино и антинейтрино на различных ядрах с помощью ускорителей, где энергия нейтрино достигает сотни МэВ, но и в реакторных экспериментах, где энергии антинейтрино не превышают 10 МэВ. В основе этой оценки лежит подход, количественно контролирующийся “плавный переход” сечения (анти)нейтрино ядерного рассеяния от когерентного (или упругого) режима к некогерентному (неупругому). В первом случае ядро сохраняется в первоначальном квантовом состоянии, во втором — квантовое состояние ядра-мишени изменяется. Наблюдение определенного числа фотонов с достаточно большой энергией, снимающих возбуждение ядра после неупругого взаимодействия с ним (анти)нейтрино, предлагается использовать в качестве сигнала от такого неупругого процесса. В работе получена верхняя оценка для числа таких фотонов.

DOI: 10.31857/S0044002721030065

1. ВСТУПЛЕНИЕ

Впервые когерентное рассеяние нейтрино на ядре обсуждалось в работах Д. Фридмана [1, 2] на основе общего правила квантовой механики о сложении амплитуд вероятности неразличимых процессов, приводящих к одному и тому же конечному состоянию. Результатом применения этого квантово-механического правила в случае взаимодействия нейтрино (небольших энергий) с ядром, состоящим из значительного числа нуклонов, стало весьма заметное (на уровне нескольких порядков) усиление вероятности такого взаимодействия по сравнению с аналогичной вероятностью в случае рассеяния нейтрино на одном отдельно взятом нуклоне. Именно это явление Д. Фридман назвал когерентным рассеянием нейтрино на ядрах. Почти сразу стало ясно, что нейтрино могут когерентно рассеиваться не только на нуклонах внутри ядер

[1–3], но и на целых атомах, включая орбитальные электроны [4–6]. Все это довольно быстро сделало когерентное рассеяние нейтрино важным потенциальным источником новой информации о ядре и нейтрино, а также о физике, лежащей за рамками современной Стандартной модели. Ключевой проблемой, однако, было то, что для обеспечения эффекта когерентности слабое взаимодействие должно идти по каналу нейтральных токов. В результате единственной экспериментальной наблюдаемой оказывается крайне низкая энергия отдачи ядра, которая очень долгое время была вне достижимости самых чувствительных нейтринных детекторов.

С практической точки зрения, согласно [2], наличие или отсутствие когерентности зависело от произведения qR , где q — модуль 3-импульса, переданный нейтрино ядру, характерный размер которого определяется радиусом R . Если безразмерная величина $qR \simeq 1$ (или $qR \geq 1$), то все A штук независимых рассеивающих центров (нуклонов) расположены слишком далеко друг от друга, и

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: titkova@jinr.ru

относительные фазовые факторы у них различны. В результате имеет место значительное взаимное сокращение вкладов различных нуклонов, и полное сечение оказывается пропорционально лишь числу самих рассеивающих центров. С другой стороны, когда $qR \ll 1$ (т.е. q много меньше обратного размера мишени), фазовые множители не важны (так как они практически равны друг другу), и вклады всех независимых рассеивающих центров складываются когерентно. В результате полное сечение оказывается усиленным множителем A^2 . Итак, по Фридману [2] квантово-механическим условием когерентности является неравенство

$$qR \ll 1. \quad (1)$$

Условие когерентности весьма хорошо выполнялось для значительного числа доступных источников нейтрино и антинейтрино, таких как реакторные антинейтрино, солнечные нейтрино, (анти)нейтрино от взрывов сверхновых звезд, а также нейтрино от ускорителей [7]. Тем не менее, при энергии нейтрино порядка 40 МэВ, как уже упоминалось выше, единственная наблюдаемая величина — энергия отдачи ядер — находится в кэВ-ной области, очень мала и не доступна прямой регистрации. Но в 2017 г. эксперимент COHERENT (SNS, Ок-Риджская национальная лаборатория, США) “обошел эту проблему со стороны” путем использования потока (анти)нейтрино бóльших энергий [8].

Однако оказалось, что полученные в эксперименте COHERENT данные, послужившие основой утверждения о регистрации упругого когерентного рассеяния нейтрино на ядре ($CE\nu NS$), не удовлетворяют условию (1) (см., например, [9, 10]), поэтому их нельзя однозначно отнести к разряду чисто $CE\nu NS$. В этих данных присутствует заметный вклад от неупругих (анти)нейтрино-ядерных взаимодействий, которые никак нельзя было отличить от $CE\nu NS$, поскольку в эксперименте регистрировалась только энергия отдачи ядра [9, 10]. Можно утверждать, что в эксперименте были зарегистрированы события взаимодействия нейтрино в канале слабых нейтральных токов с ядром в области МэВ-ных энергий, что само по себе очень важное достижение. Потенциал эксперимента COHERENT можно целенаправленно использовать для практического изучения динамического перехода между упругим и неупругим нейтрино-ядерными процессами в кинематической области данного эксперимента. При этом представляется возможным экспериментальная регистрация (оценки сечения) когерентного неупругого [9, 10] нейтрино-ядерного взаимодействия ($CI\nu NS$, сокращение предложено Ю. Ефременко), например, путем измерения потока гамма-квантов от снятия возбуждения ядер,

вызванного этим взаимодействием. Этому исследованию посвящена настоящая работа.

2. СЕЧЕНИЕ РАССЕЙЯНИЯ (АНТИ)НЕЙТРИНО НА ЯДРЕ

Для описания процесса взаимодействия нейтрино и антинейтрино с энергиями в области не более сотен МэВ, как правило, можно использовать эффективный лагранжиан взаимодействия Стандартной модели в 4-фермионном приближении:

$$\mathcal{L}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\nu(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu(x) \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{f=n,p} \bar{\psi}_f(x) \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma_5) \psi_f(x).$$

При этом левые и правые нуклонные киральные константы связи выражаются через векторные и аксиально-векторные константы в виде

$$g_L^{p/n} = \frac{1}{2} (g_V^{p/n} + g_A^{p/n}), \quad (3)$$

$$g_R^{p/n} = \frac{1}{2} (g_V^{p/n} - g_A^{p/n}).$$

Формула для полного сечения процесса рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядерной мишени [9, 10] представляет собой сумму когерентного и некогерентного слагаемых:

$$\frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} = \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} + \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A}, \quad (4)$$

где G_F — постоянная Ферми, T_A — кинетическая энергия отдачи ядра с массой m_A . Здесь и далее левые и верхние индексы указывают на нейтрино, а правые и нижние, соответственно, на антинейтрино. Когерентное и некогерентное слагаемые из (4) таковы:

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} = \frac{4G_F^2 m_A}{\pi} \sum_{f=p,n} (1 - |F_f(q^2)|^2) \times \quad (5)$$

$$\times \left[\mathbf{A}_{\mp}^f (g_{R/L}^f)^2 \frac{s(1-y)^2 - m^2(1-y)}{s - m^2} + \right.$$

$$\left. + \mathbf{A}_{\pm}^f \left\{ \left(g_{L/R}^f - g_{R/L}^f \frac{ym^2}{s - m^2} \right)^2 + \right. \right.$$

$$\left. + \left(g_{R/L}^f \right)^2 \frac{ym^2 [s(1-y) - m^2]}{(s - m^2)^2} \right\} \left. \right],$$

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} = \frac{4G_F^2 m_A}{\pi} \left(1 - \frac{T_A}{T_A^{\text{max}}} \right) \times \quad (6)$$

$$\times \left| \sum_{f=p,n} F_f(q^2) \left\{ \mathbf{A}_{\pm}^f \left[g_{L/R}^f + g_{R/L}^f \frac{my}{\sqrt{s+m}} \right] + \mathbf{A}_{\mp}^f \left[1 - \frac{\sqrt{sy}}{\sqrt{s+m}} \right] \right\} \right|^2.$$

Здесь A_{\pm}^p и A_{\pm}^n — число протонов и нейтронов, имеющих проекцию спина на направление начального нейтрино, равную $\pm 1/2$. Если ввести $A^f = A_+^f + A_-^f$ и $\Delta A^f = A_+^f - A_-^f$, то эти слагаемые, соответственно, равны:

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} = \frac{4G_F^2 m_A}{\pi} \sum_{f=p,n} \left(1 - |F_f(q^2)|^2 \right) \times \quad (7)$$

$$\times \left\{ \mathbf{A}^f \left[\left(g_{L/R}^f \right)^2 + \left(g_{R/L}^f \right)^2 (1-y)^2 - g_L^f g_R^f \frac{2m^2 y}{s-m^2} \right] + (\pm \Delta \mathbf{A}^f) \times \left[g_{L/R}^f - g_{R/L}^f (1-y) \right] \times \left[g_{L/R}^f + g_{R/L}^f \left(1 - y \frac{s+m^2}{s-m^2} \right) \right] \right\},$$

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} = \frac{4G_F^2 m_A}{\pi} \left(1 - \frac{T_A}{T_A^{\text{max}}} \right) \times \left(G_V^{\nu/\bar{\nu}}(q^2) + G_A^{\nu/\bar{\nu}}(q^2) \right)^2, \quad (8)$$

где

$$G_V^{\nu/\bar{\nu}}(q^2) = \sum_{f=p,n} F_f(q^2) g_V^f \times \left\{ \mathbf{A}^f \left(1 - \frac{y\tau}{2} \right) + \frac{y}{2} (\pm \Delta \mathbf{A}^f) \right\},$$

$$G_A^{\nu/\bar{\nu}}(q^2) = \sum_{f=p,n} F_f(q^2) (\pm g_A^f) \times \left\{ \mathbf{A}^f \frac{y\tau}{2} + \left(1 - \frac{y}{2} \right) (\pm \Delta \mathbf{A}^f) \right\},$$

а кинематические переменные даются выражениями

$$q^2 = (k - k')^2, \quad y = \frac{(p, q)}{(p, k)} \simeq \frac{s - m^2}{s} \frac{T_A}{T_A^{\text{max}}},$$

$$E_{\nu} = \frac{s - m^2}{2\sqrt{s}}, \quad \tau = \frac{\sqrt{s} - m}{\sqrt{s} + m}.$$

Здесь $s = (p + k)^2$ — полный квадрат энергии нейтрино и нуклона, где k — 4-импульс начального лептона, а p — эффективный 4-импульс рассеивающего нуклона, являющийся решением уравнения на сохранение энергии-импульса ядра [9, 10].

Выражение для сечений когерентного и некогерентного рассеяния можно заметно упростить, опустив члены, пропорциональные (малому значению переменной) $y \approx 3\% E_{\nu}/(30 \text{ МэВ})$ и пропорциональные $\Delta A_f \Delta A_{f'}$. Последнее вполне справедливо для бесспиновых ядер или для тяжелых ядер с $\Delta A \ll A$. В результате для когерентного и некогерентного сечения получаются достаточно простые формулы

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dT_A} = \frac{G_F^2 m_A}{\pi} \left(1 - \frac{T_A}{T_A^{\text{max}}} \right) \times \quad (9)$$

$$\times \sum_{f=p,n} A_f^2 |F_f|^2 \left(g_V^f \right)^2,$$

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dT_A} = \frac{2G_F^2 m_A}{\pi} \sum_{f=p,n} A_f \left(1 - |F_f|^2 \right) \times \left(\left(g_L^f \right)^2 + \left(g_R^f \right)^2 \right),$$

из которых видно, что сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядре практически неразличимы.

Кроме этого, можно также опустить слагаемые, пропорциональные g_V^p , поскольку $g_V^p \ll 1$ в Стандартной модели, что приводит к хорошо известному результату для сечения когерентного рассеяния нейтрино на ядре [1, 7, 11–20], пропорциональному квадрату числа нейтронов в ядре:

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dT_A} \approx \frac{G_F^2 m_A}{\pi} \left(1 - \frac{T_A}{T_A^{\text{max}}} \right) |F_n|^2 \left(g_V^n \right)^2 N^2. \quad (10)$$

Формулы (4)–(8) демонстрируют “плавный” переход [9, 10] сечения (анти)нейтрино ядерного рассеяния от когерентного режима (8) к некогерентному (7). Действительно, упругие (когерентные в стандартной терминологии) взаимодействия, которые сохраняют ядро в первоначальном квантовом состоянии, приводят к квадратичному в терминах числа нуклонов усилению ($\propto A_f^2$) наблюдаемого сечения и одновременно к зависимости этого сечения от квадрата нормированных на единицу ядерных протонного и нейтронного формфакторов $|F_{n/p}(\mathbf{q})|^2$.

С другой стороны, сечение неупругих (или некогерентных в стандартной терминологии) процессов, когда квантовое состояние ядра-мишени изменяется, обладает линейной зависимостью от числа нуклонов ($\propto A$) и одновременно пропорционально выражению $\left(1 - |F_{n/p}(\mathbf{q})|^2 \right)$. При этом оба слагаемых (7) и (8) полного сечения (4) зависят от одних и тех же ядерных формфакторов $F_{n/p}(\mathbf{q})$.

Если $\mathbf{q} \rightarrow 0$, то формфакторы $F_{n/p}(\mathbf{q}) \rightarrow 1$, и вклад некогерентного слагаемого (7) в полное сечение обращается в нуль, в то время как когерентное

слагаемое (8) полностью определяет наблюдаемое сечение (4). В противоположном случае больших значений переданного 3-импульса \mathbf{q} , формфакторы $F_{n/p}(\mathbf{q}) \rightarrow 0$, и когерентное сечение (8) не дает вклада, тогда как некогерентное сечение (7) полностью определяет величину наблюдаемого полного сечения (4). Очевидно, что в промежуточной области значений переданного ядру 3-импульса \mathbf{q} когерентный и некогерентный вклады в полное сечение должны рассматриваться одновременно.

С практической точки зрения удобно иметь дело с сечением исследуемого процесса, проинтегрированным по допустимому интервалу кинетической энергии отдачи ядра,

$$\sigma(E_{\nu/\bar{\nu}}, T_A^{\min}) = \int_{T_A^{\min}}^{T_A^{\max}} \frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A} dT_A. \quad (11)$$

Это интегральное сечение в значительной степени зависит от порога T_A^{\min} регистрации кинетической энергии ядра отдачи (минимально доступной регистрации энергии отдачи) каждого отдельно взятого детектора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Объявление коллаборации COHERENT о наблюдении $CE\nu NS$ послужило толчком для других коллабораций. Так, в работе [21] авторы предложили использовать European Spallation Source (ESS, Лунд, Швеция) для регистрации этого процесса. Авторы указывают на преимущества ESS и предлагают использовать для исследований более широкий набор ядер, по сравнению с исследованиями, проводившимися на SNS. Далее на примере ядер-мишеней, используемых и предлагаемых для низкопороговых измерений, в частности для детектирования и исследования когерентного нейтрино-ядерного рассеяния в эксперименте COHERENT и на ESS, обсудим полученные выше теоретические результаты и численно оценим относительную важность вкладов когерентных и некогерентных процессов в полное сечение рассеяния (анти)нейтрино на этих ядрах.

В качестве первой тестовой установки рассмотрим германиевый детектор, обычно используемый для регистрации потоков электронных антинейтрино от ядерных реакторов. Будем считать, что его рабочим веществом являются только изотопы натурального германия ^{74}Ge . Ожидаемый порог регистрации энергии электронов для германиевых болометрических детекторов составляет 200 эВ [22], что, согласно оценке коэффициента преобразования энергии (квенчинга) [23], отвечает примерно 1 кэВ для кинетической энергии отдачи ядер

^{74}Ge . Конкретным примером использования такого типа детектора служит эксперимент νGEN , проводимый коллаборацией ОИЯИ–ИТЭФ на Калининской атомной станции [24]. В расчетах взяты пороги по энергии отдачи ядра 0, 1, 3 и 5 кэВ. Дифференциальные сечения для этого детектора вычисляются при энергии (анти)нейтрино 50 МэВ, полные сечения — для интервала возможных энергий (анти)нейтринного пучка (1–50) МэВ. В качестве оценки энергии нижнего уровня возбуждения ядра ^{74}Ge взята величина $\Delta\varepsilon = 900$ кэВ.

Вторая тестовая установка — это сцинтилляционный CsI-детектор (калориметр), использованный коллаборацией COHERENT для регистрации нейтрино от Ок-Риджского источника нейтронов SNS [8]. Оценка полных сечений дана в интервале (1–150) МэВ. Предполагается, что энергия возбуждения ядра ^{133}Cs составляет примерно $\Delta\varepsilon = 100$ кэВ, а ядра ^{127}I — примерно $\Delta\varepsilon = 60$ кэВ. Порог по энергии отдачи ядер ^{133}Cs и ^{127}I равен, как и в эксперименте COHERENT, 5 кэВ, энергия пучка нейтрино составляет 30 и 50 МэВ.

Третья тестовая установка — двухфазный эмиссионный детектор RED-100 на жидком ксеноне с порогом регистрации энергии отдачи, равным 4 кэВ для ядер ^{132}Xe [25]. Энергия возбуждения ядра составляет примерно $\Delta\varepsilon = 670$ кэВ, полные сечения для этой установки соответственно получены в интервале (1–150) МэВ при двух энергиях (анти)нейтринного пучка — 30 и 50 МэВ.

Еще одна установка — это жидкоаргоновый детектор с беспрецедентно низким порогом регистрации энергии отдачи, равным 0.6 кэВ для ядер аргона ^{40}Ar , достигнутый в эксперименте DarkSide [26]. Дифференциальные и полные сечения для этой установки соответственно получены для энергии возбуждения и в интервале (1–120) МэВ. Энергия возбуждения ядра составляет примерно $\Delta\varepsilon = 2$ МэВ, энергия пучка нейтрино — 30 и 50 МэВ.

Остальные расчеты выполнены соответственно для ядер, предлагаемых для регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ESS [21]: ^{28}Si , ^{19}F , ^{12}C , ^{16}O . Энергия пучка нейтрино в расчете была равна 30 и 50 МэВ, дифференциальные и полные сечения были получены для энергий возбуждения и в интервале (1–150) МэВ. Энергии возбуждения ядер составляли примерно 1780 кэВ для ^{28}Si , 110 кэВ для ^{19}F , 4439 кэВ для ^{12}C и 6048 кэВ для ^{16}O . Пороги по энергии отдачи ядра были взяты равными 3.2; 3.3; 3.3; 10 МэВ соответственно.

Для получения численных результатов были использованы два (для протонов и нейтронов) ядерных формфактора $F_{n/p}(\mathbf{q})$ и данные об уровнях энергии возбуждения рассматриваемых ядер-мишеней. Были рассмотрены наиболее популярные

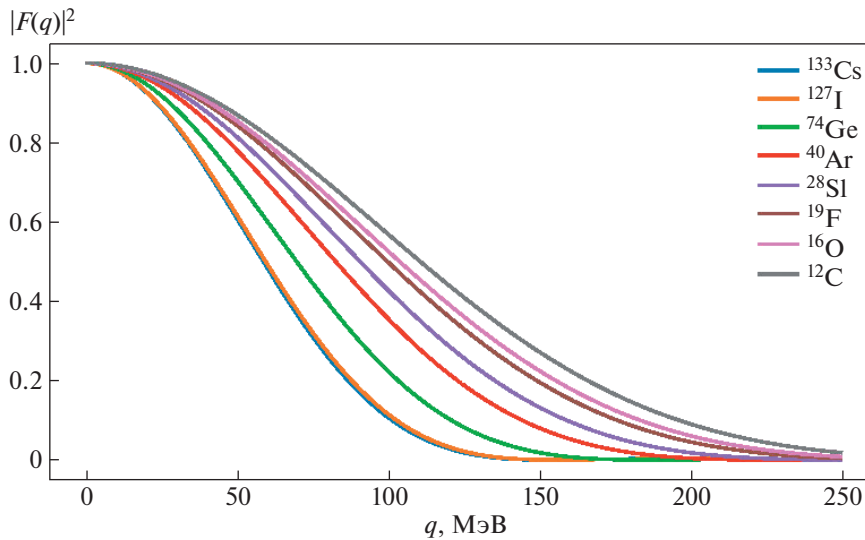


Рис. 1. Ядерный формфактор Хельма как функция абсолютного значения переданного импульса $|\mathbf{q}|$.

параметризации ядерных формфакторов на базе симметризованного распределения Ферми [27] и ядерный формфактор Хельма (Helm) [28]. На рис. 1 для выбранных ядер показано поведение формфактора Хельма как функций переданного ядру 3-импульса $|\mathbf{q}|$. Этот рисунок явным образом демонстрирует, что при $\mathbf{q} \rightarrow 0$ формфактор $F_{n/p}(\mathbf{q}) \rightarrow 1$, в результате вклад некогерентного сечения исчезает, и полностью доминирует когерентное слагаемое. С другой стороны, для больших значений \mathbf{q} исчезает когерентное слагаемое, и полностью доминирует сечение некогерентного рассеяния.

На рис. 2, 3 и 4, 5 показаны дифференциальные и полные интегральные (в смысле определения (11)) сечения когерентного и некогерентного рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядрах, выбранных выше тестовых установок.

Относительно баланса когерентного и некогерентного сечений имеется ряд общих свойств для нейтринного и антинейтринного пучков. Если энергия отдачи ядра стремится к нулю, то когерентное сечение доминирует и полностью определяет полное сечение νA - и $\bar{\nu} A$ -рассеяния (4), поскольку некогерентный вклад полностью отсутствует. Для отдельно взятого ядра величина дифференциального когерентного сечения в этом пределе (с точностью до незначительных поправок, согласно (8)) не зависит от энергии (анти)нейтрино.

Если энергия отдачи ядра стремится к своему кинематическому пределу, то когерентное сечение довольно быстро спадает и полностью обращается в нуль, однако некогерентное сечение с ростом T_A постоянно растет. Отметим, что из-за возможности израсходовать приобретенную ядром энергию на возбуждение, максимально достижимая кинетическая энергия ядра T_A в некогерентных процессах

оказывается систематически меньше, чем максимально достижимая в когерентном случае энергия отдачи T_A^{\max} . Поэтому на рис. 2, 3 штриховые (“некогерентные”) кривые обрываются с ростом T_A всегда несколько раньше сплошных (“когерентных”).

При малых значениях энергии $E_{\nu/\bar{\nu}}$ когерентное сечение всегда существенно превышает некогерентное для любых значений кинетической энергии отдачи ядра T_A . При больших $E_{\nu/\bar{\nu}}$ уже могут появляться значения энергии отдачи T_A , выше которых некогерентное сечение начинает превышать когерентное, что видно из рис. 3 для тяжелых ядер, энергии (анти)нейтринного пучка 50 МэВ и для $E_{\nu/\bar{\nu}} \geq 30-35$ МэВ. При малых энергиях пучка $E_{\nu/\bar{\nu}}$ интегральное когерентное сечение (рис. 4, 5) превышает некогерентное сечение на несколько порядков величины, поскольку множители $1 - |F_{n/p}(\mathbf{q})|^2$ сильно подавляют некогерентный вклад при малых значениях переданного 3-импульса \mathbf{q} . Однако с ростом энергии (анти)нейтрино это соотношение подавляющей доминантности когерентного вклада изменяется, и при некоторых значениях $E_{\nu/\bar{\nu}}$ интегральное некогерентное сечение становится весьма существенным.

Наличие реального экспериментального порога регистрации $T_A^{\min} > 0$ заметным образом уменьшает значения интегрированных сечений, причем несколько слабее в случае некогерентного рассеяния. Ненулевой порог (вертикальные линии на рис. 2, 3) фактически не учитывает значительную часть дифференциального сечения, причем в той области, где это сечение имеет максимальный вклад для когерентного рассеяния.

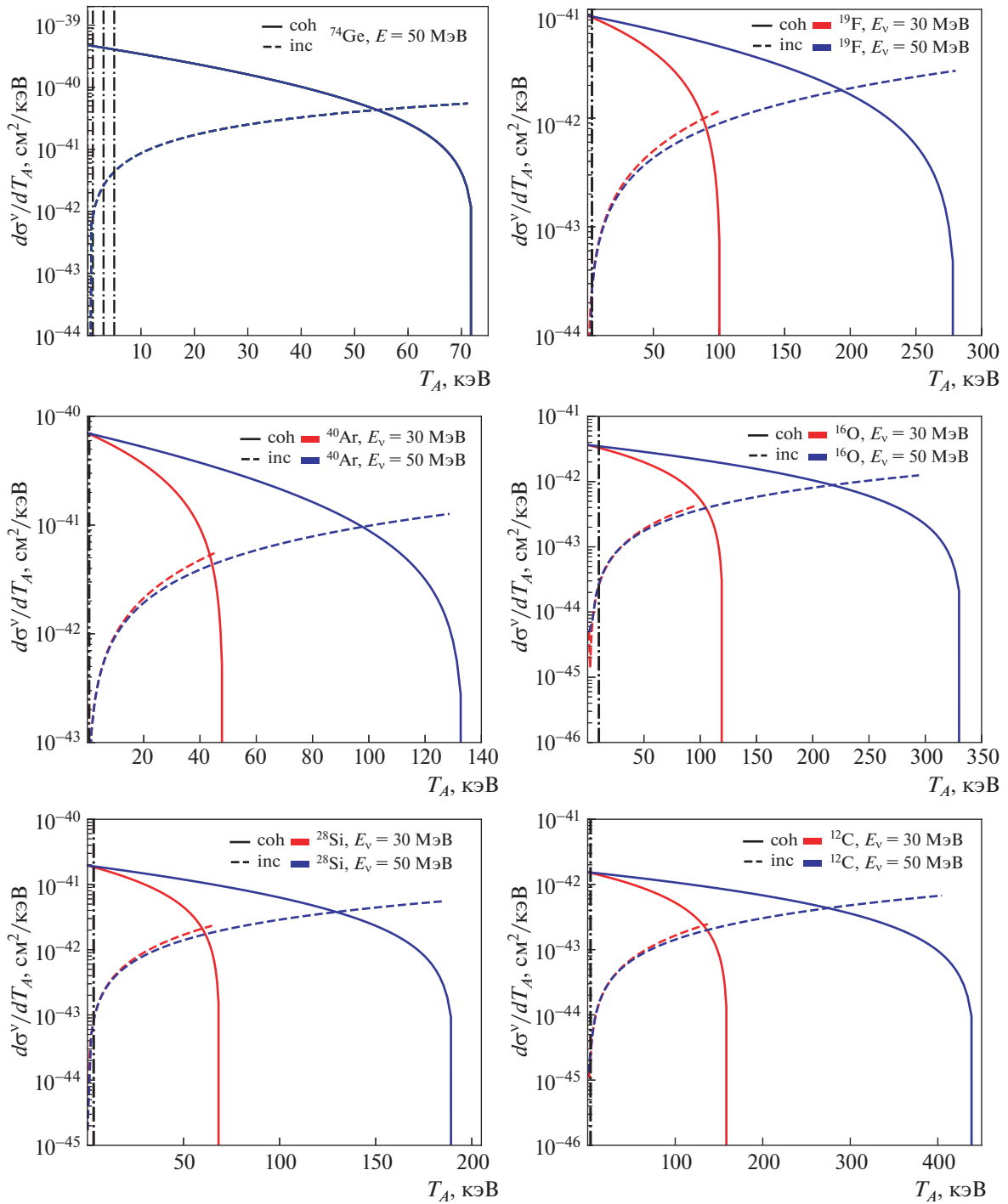


Рис. 2. Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma^\nu}{dT_A}$ как функции энергии отдачи ядра T_A показаны для когерентного (сплошные кривые) и некогерентного (штриховые) ν -ядерного рассеяния для мишеней из ^{74}Ge , ^{40}Ar , ^{28}Si (левый столбец) и для мишеней из ^{19}F , ^{16}O , ^{12}C (правый столбец). Вертикальные линии соответствуют экспериментальным энергетическим порогам для каждой из мишеней.

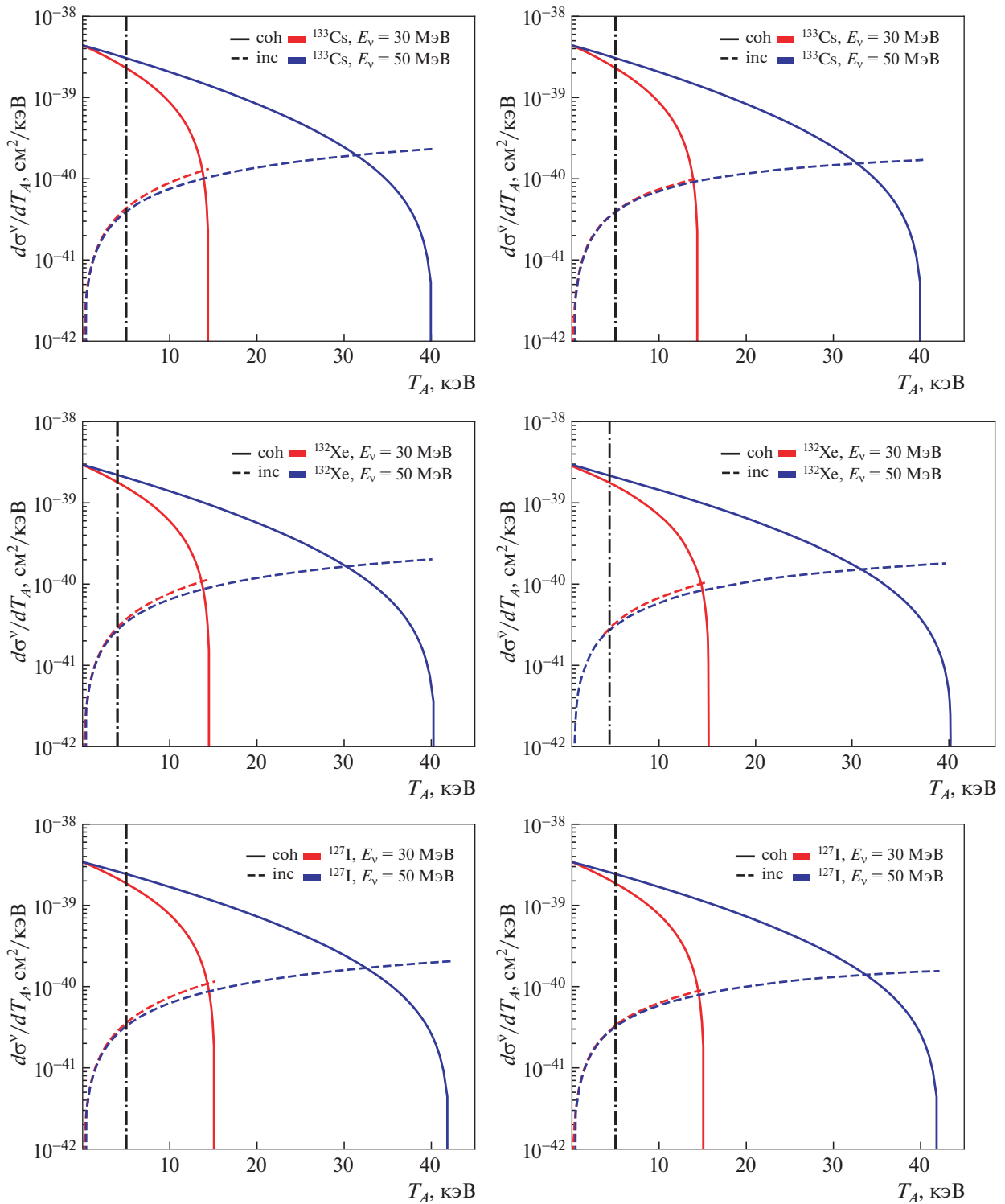


Рис. 3. Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dT_A}$ как функции энергии отдачи ядра T_A показаны для когерентного (сплошные кривые) и некогерентного (штриховые) ν -ядерного (левый столбец) и $\bar{\nu}$ -ядерного (правый столбец) рассеяний для мишеней из ^{133}Cs , ^{132}Xe , ^{127}I при энергии начальных (анти)нейтрино 30 и 50 МэВ. Вертикальные линии соответствуют экспериментальным энергетическим порогам для каждой из мишеней.

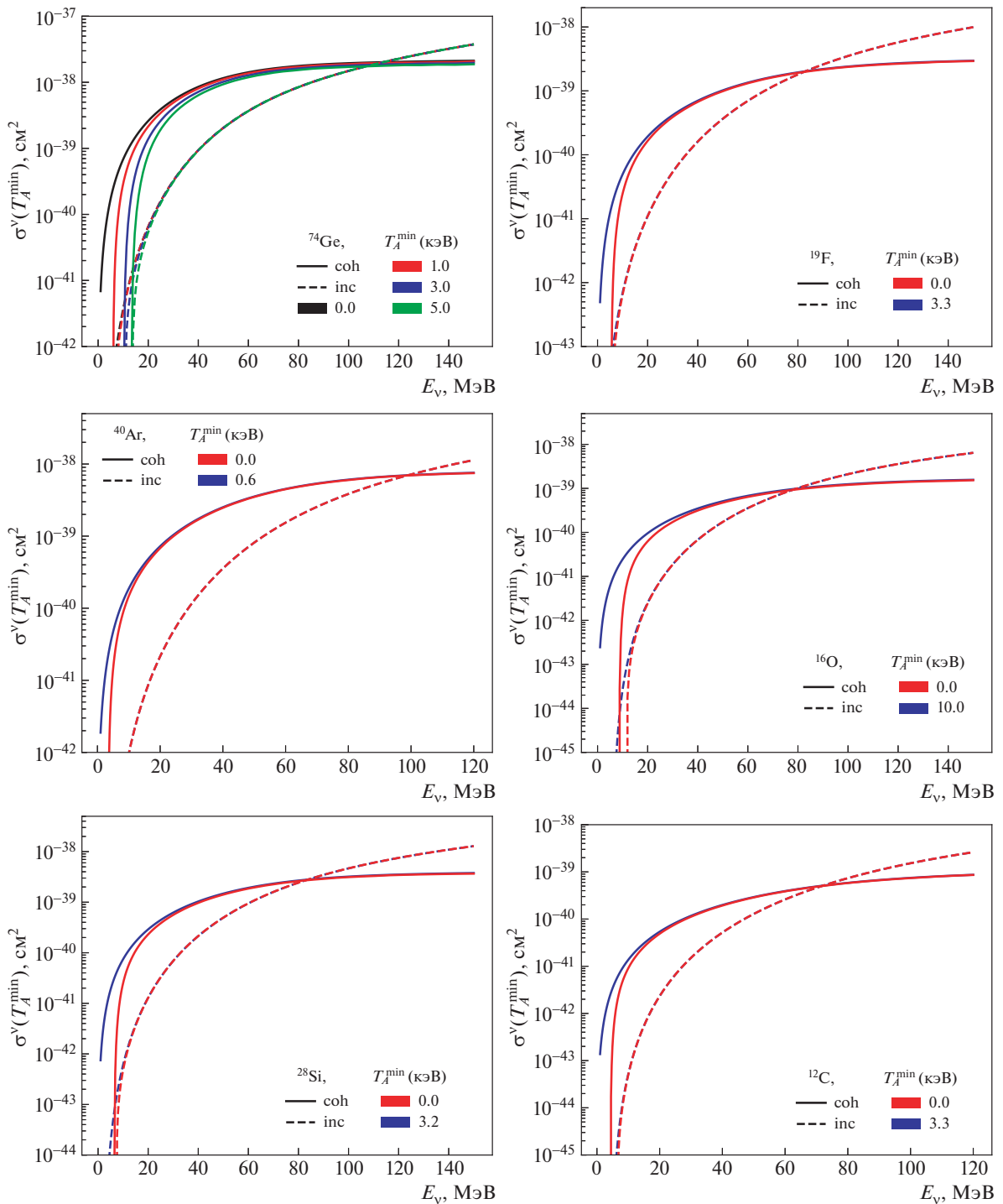


Рис. 4. Интегральные сечения σ^ν как функции энергии налетающего нейтрино для когерентного (сплошная кривая) и некогерентного (штриховая) ν -ядерного рассеяния для мишеней из ядер ^{74}Ge , ^{40}Ar , ^{28}Si (левый столбец) и для мишеней из ядер ^{19}F , ^{16}O , ^{12}C (правый столбец). Сечения вычислены как для идеализированных экспериментальных установок с нулевым энергетическим порогом (синий цвет), так и для реальных установок с наилучшими для них энергетическими порогами (красный). Для ^{74}Ge красные, синие и зеленые кривые соответствуют энергетическим порогам в 1, 3 и 5 кэВ соответственно, черная кривая — нулевому энергетическому порогу.

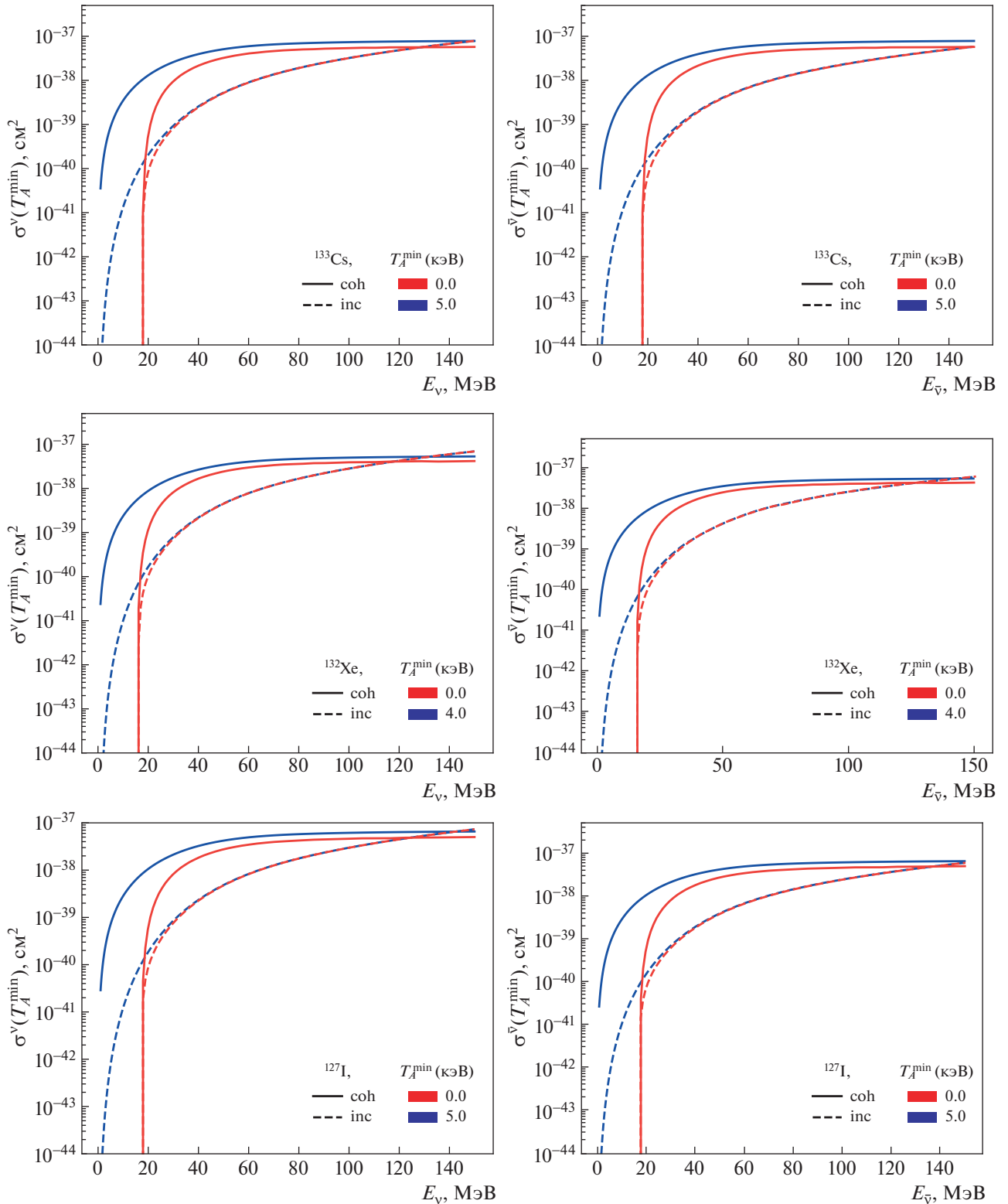


Рис. 5. Интегральные сечения $\sigma^{\nu/\bar{\nu}}$ как функции энергии налетающего (анти)нейтрино для когерентного (сплошная кривая) и некогерентного (штриховая) ν -ядерного (слева) и $\bar{\nu}$ -ядерного (справа) рассеяний для мишеней из ядер ^{133}Cs , ^{132}Xe , ^{127}I . Сечения вычислены как для идеализированных экспериментальных установок с нулевым энергетическим порогом (синий цвет), так и для реальных установок с наилучшими для них энергетическими порогами (красный).

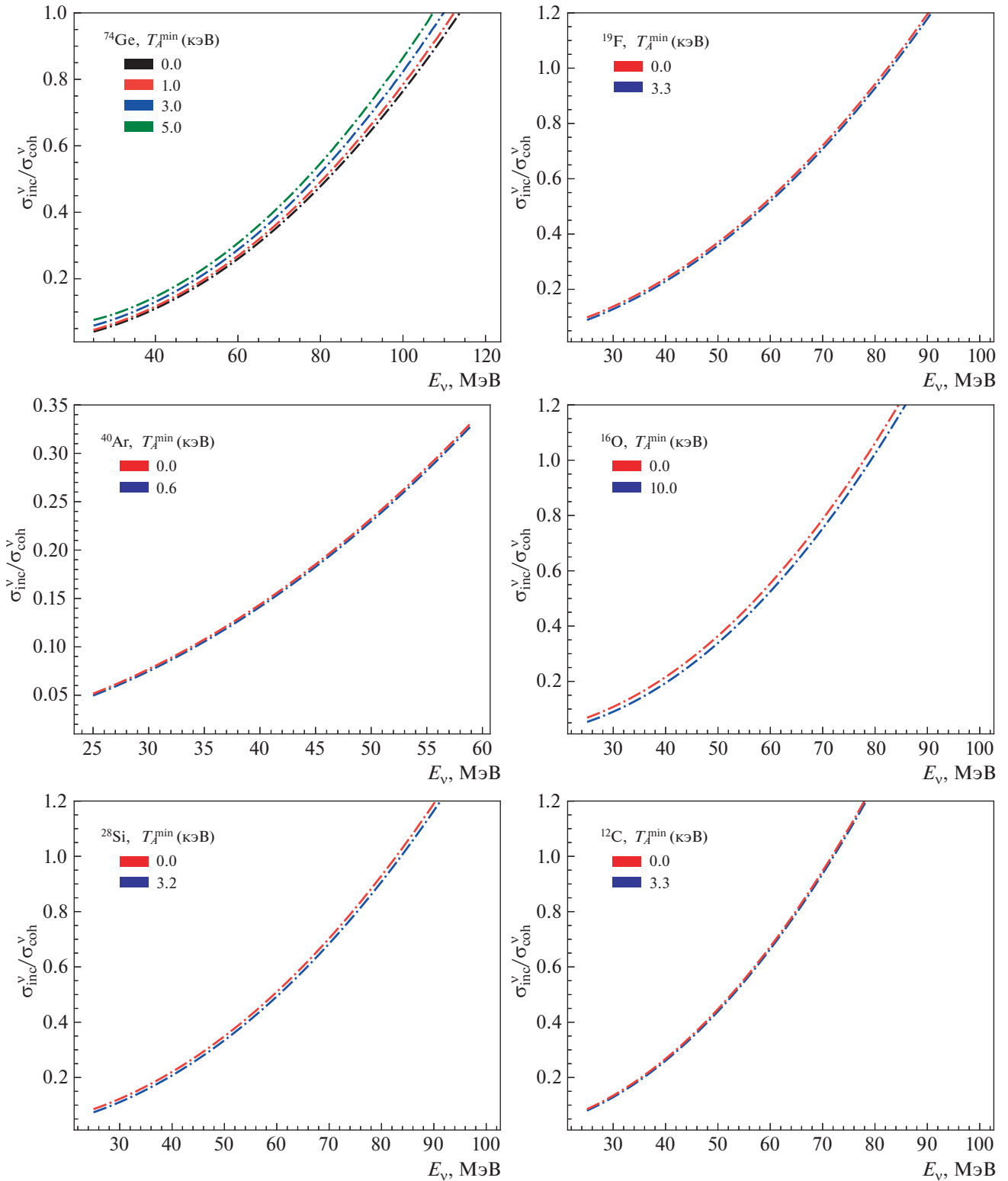


Рис. 6. Отношение $\sigma_{\text{inc}} / \sigma_{\text{coh}}$ некогерентного сечения к когерентному на ядрах ^{74}Ge , ^{40}Ar , ^{28}Si (левый столбец) и ^{19}F , ^{16}O , ^{12}C (правый столбец) как функция энергии E_{ν} для нейтрино-ядерного рассеяния. Кривые соответствуют $T_A^{\text{min}} = 0$ (синий цвет) и реальным порогам регистрации нейтрино, указанных в тексте (красный). Для ^{74}Ge красные, синие и зеленые кривые соответствуют порогам в 1, 3 и 5 кэВ соответственно, черная кривая — нулевому энергетическому порогу.

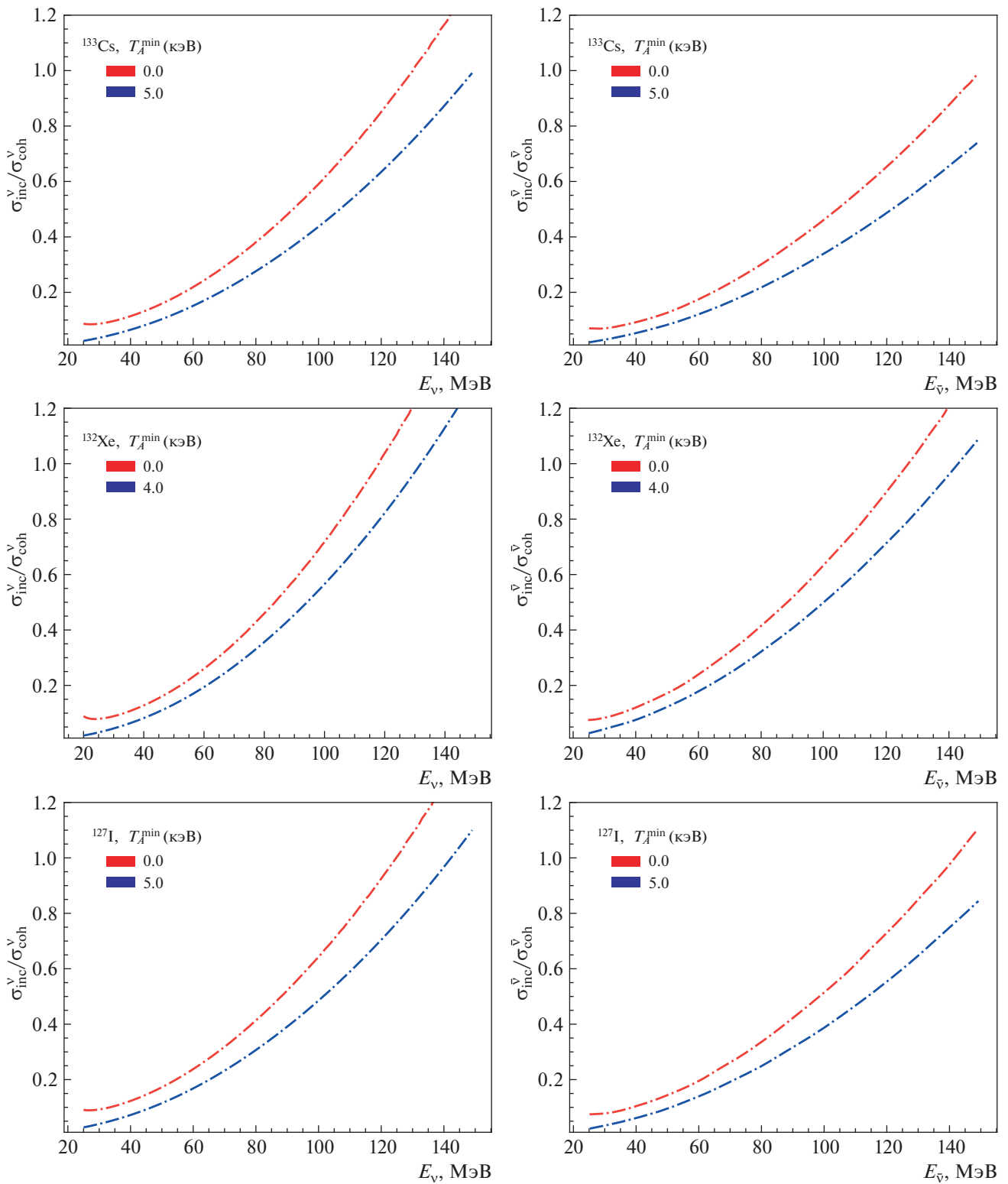


Рис. 7. Отношение $\sigma_{\text{inc}}/\sigma_{\text{coh}}$ некогерентного сечения к когерентному на ядрах ^{133}Cs , ^{132}Xe , ^{127}I как функция энергии $E_{\nu/\bar{\nu}}$ для нейтрино-ядерного рассеяния (слева) и антинейтрино-ядерного рассеяния (справа). Кривые соответствуют $T_A^{\text{min}} = 0$ (синий цвет) и реальным порогам регистрации (анти)нейтрино (красный).

Рисунки 6, 7 иллюстрируют это утверждение количественно. На них показано отношение интегральных сечений $\sigma_{\text{inc}}/\sigma_{\text{coh}}$, вычисленных согласно определению (11). Видно, что, например, для ядра ^{127}I (рис. 7) для γ -рассеяния (левый столбец) при энергии нейтрино 30 (50) МэВ это отношение равно примерно 5 (15)%, когда $T_A^{\text{min}} = 0$, и достигает 10 (25)% в случае реального энергетического порога $T_A^{\text{min}} = 5$ кэВ. В этом случае некогерентный вклад становится равным когерентному, когда энергия падающего нейтрино приблизительно 125 МэВ. Очевидно, что роль некогерентных взаимодействий существенно увеличивается с ростом энергии взаимодействия.

Как уже упоминалось, после взаимодействий с нейтрино или антинейтрино у ядра имеются только две возможности: либо ядро остается в том же квантовом состоянии (упругое рассеяние), либо его внутреннее квантовое состояние меняется (неупругое рассеяние). Однако если экспериментальная установка способна измерять только кинетическую энергию отдачи ядра, то практически невозможно определить, осталось ли ядро после взаимодействия в своем первоначальном состоянии, или произошел переход ядра на возбужденный уровень.

Если переход ядра в возбужденное состояние энергетически возможен, то произошедшее неупругое взаимодействие должно сопровождаться испусканием фотонов, возникающих благодаря снятию возбуждения и возвращению ядра в исходное состояние. Энергия этих фотонов будет определяться конкретной разницей энергетических уровней данного ядра [29]. Так, например, временной масштаб испускания таких γ -квантов для ядра ^{133}Cs лежит в области от пикосекунд до наносекунд, а их энергии находятся в районе нескольких сотен кэВ. Эти фотоны должны производить в сцинтилляционном детекторе-калориметре вполне детектируемый сигнал, который должен быть скоррелирован со временем облучения мишени нейтринным пучком от ускорителя.

Имеется несколько направлений прецизионного изучения $\text{CE}\nu\text{NS}$ и его следствий. Первое основано на том, чтобы отделить “истинно когерентный и истинно упругий” сигнал от некогерентной примеси, основываясь на приведенной выше возможности наблюдения снимающих ядерное возбуждение фотонов, которая впервые упоминалась еще в 1975 г. [29] и недавно, в контексте когерентного рассеяния нейтрино, в работах [9, 10]. Действительно, некогерентные (неупругие) процессы, будучи относительно небольшим фоном к когерентным взаимодействиям (в рассматриваемой кинематической области), тем не менее, если имеется возможность зарегистрировать γ -кванты, испущенные возбужденным в результате взаимодействия ядром, дают в

руки экспериментатора весьма важную информацию. Для каждого конкретного ядра-мишени эти фотоны будут характеризоваться тремя важными параметрами. Во-первых, их энергия, как правило, заметно больше энергии сигнала отдачи ядра и характеризуется разностью уровней возбуждения ядра. Во-вторых, испускание фотонов с энергией, определенной разностью уровней возбуждения ядра, будет сдвинуто по времени относительно первоначального нейтринного пучка на совершенно характерные для данного ядра времена возбуждения данной энергии. И, в-третьих, при одновременном (точнее, скоррелированном) детектировании двух сигналов в виде энергии отдачи ядра и энергии фотонов от снятия возбуждения ядра скорость счета обсуждаемых фотонов представляет собой единственный способ отделения чистого $\text{CE}\nu\text{NS}$ от неупругих процессов и, следовательно, прецизионного исследования на базе $\text{CE}\nu\text{NS}$ ядерной структуры и поиска сигналов новой физики, как это обсуждается в [30–43].

Скорость счета таких γ -квантов определяется соотношением

$$N_{\text{inc}} = \int_{E_{\nu\text{th}}}^{\infty} dE_{\nu} \frac{d\Phi}{dE_{\nu}} \int_{dT_A^{\text{min}}}^{dT_A^{\text{max}}} dT_A \frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dT_A} \varepsilon(T_A) N, \quad (12)$$

где $\varepsilon(T_A)$ — эффективность детектора, N — количество атомов.

Было оценено количество таких фотонов в условиях экспериментов COHERENT на SNS, предполагаемого эксперимента на ESS, а также для эксперимента νGEN на Калининской АЭС (см. табл. 1).

Для эксперимента COHERENT на SNS (поток нейтрино — 9.2×10^{21} ν /год с детектором CsI массой 14.5 кг с порогом 5 кэВ, установленного на расстоянии 22 м [8]) оценка (12) показала, что скорость счета подобных “некогерентных” фотонов 7.1×10^{-3} γ /сут. Если подобный детектор установить на ESS (предполагаемый поток нейтрино — 8.5×10^{22} ν /год [24]), то скорость счета будет на порядок выше за счет более высокого потока нейтрино — 6.6×10^{-2} γ /сут. В случае увеличения массы детектора в 2 раза, до 29 кг, скорость счета “некогерентных” фотонов вырастет до 1.3×10^{-1} γ /сут. Для германиевого детектора из эксперимента νGEN с массой 1 кг, порогом 1 кэВ, установленного на расстоянии 10 м от реактора, с потоком антинейтрино 5×10^{13} ν /с приближенная оценка по формуле (12) дает около 1.6×10^{-3} γ -квантов в день. Оценка была получена с учетом реальных данных для эффективности детектора, потока антинейтрино от реактора и состава

Таблица 1. Данные и результаты для расчета количества фотонов, испущенных в результате неупругих процессов ядрами мишени

Эксперимент	Поток нейтрино, $\nu/\text{год}$	Детектор		Количество фотонов ($\gamma/\text{сут}$)
		вещество	масса, кг	
COHERENT (SNS)	9.2×10^{21}	CsI	14.5	7.1×10^{-3}
Предполагаемый эксперимент (ESS)	8.5×10^{22}	CsI	14.5/29	$6.6 \times 10^{-2}/1.3 \times 10^{-1}$
ν GEN (Калининская АЭС)	1.6×10^{21}	Ge	1/6	$1.6 \times 10^{-3}/9.6 \times 10^{-3}$

изотопов детектора. В эксперименте ν GEN планируется использовать четыре детектора суммарной массой 6 кг активного вещества. Ясно, что количество зарегистрированных γ -квантов, соответственно, возрастет до 9.6×10^{-3} событий в сутки.

Если использовать пучки нейтрино и антинейтрино значительно меньших энергий (по сравнению с экспериментом COHERENT), например, от ядерных реакторов или от Солнца, то имеется другой путь для изучения $\text{CE}\nu\text{NS}$. Он изначально рассматривался как единственный и был основан на стремлении создать и использовать детекторы (анти)нейтрино с крайне низкими порогами регистрации энергии отдачи ядер (менее сотни эВ). Сбор данных с их помощью предполагался в тех кинематических областях, где некогерентное (неупругое) взаимодействие практически невозможно кинематически или крайне подавлено, т.е. где формфакторы $|F_{n/p}(\mathbf{q})|^2$ практически неотличимы от единицы. Сегодня работы в этом направлении продолжаются (см. например, [35]). С нашей точки зрения, благодаря крайне низким уже достигнутым энергетическим порогам наиболее перспективными выглядят проект ОИЯИ–ИТЭФ νGeN [22, 24] на Калининской атомной станции, и, вероятно, в ближайшем будущем, эксперимент DarkSide [26] в Гран-Сассо.

Отметим, что расчет сечения процесса некогерентного рассеяния нейтрино на ядре получен без учета конкретной ядерной модели на основе условия полноты волновых функций ядерных состояний. В процессе вывода формул были сделаны также упрощающие допущения. Корреляции от взаимодействия на различных нуклонах были приняты пренебрежимо малыми, а также считалось, что для любой начальной ориентации спина активного нуклона с одинаковой вероятностью допустима любая конечная ориентация спина [9, 10]. Поэтому полученные оценки для некогерентного вклада в сечение процесса рассеяния (анти)нейтрино на ядре дают верхнюю границу, что особенно заметно

для легких ядер (см., например, графики в [13, 44, 45]).

4. ВЫВОДЫ

Упругие и неупругие ν ($\bar{\nu}$)-процессы благодаря их общей природе, обусловленной слабыми нейтральными токами, оказываются экспериментально неразличимыми, когда единственной наблюдаемой величиной является энергия отдачи ядра мишени. Поэтому в экспериментах, нацеленных на изучение когерентного рассеяния нейтрино при достаточно высоких энергиях путем детектирования только энергии отдачи, может иметь место некогерентный фон, который неотличим от основного сигнала, если фотоны от снятия ядерного возбуждения не поддаются регистрации. В частности, для ядра цезия ^{133}Cs и йода ^{127}I энергии нейтрино 30–50 МэВ некогерентное сечение может составлять 10–25% от когерентного. Поэтому, если в эксперименте типа COHERENT не детектируются “некогерентные” γ -кванты от снятия ядерного возбуждения, то в данных $\text{CE}\nu\text{NS}$ содержатся события с неупругой примесью на уровне 10–25%.

С другой стороны, некогерентный вклад может быть измерен (оценен) напрямую путем регистрации фотонов, испущенных возбужденными в результате неупругих процессов ядрами мишени. Эти фотоны должны коррелировать во времени с нейтринным пучком и иметь энергию, как правило, значительно больше кинематической энергии отдачи ядра, что делает их регистрацию достаточно простой, более того, число таких фотонов определяется отношением неупругого сечения к упругому. Одновременное детектирование двух сигналов — энергии отдачи ядра и γ -квантов от снятия ядерного возбуждения — позволяет выделять чистый $\text{CE}\nu\text{NS}$ -вклад и, следовательно, проводить детальное изучение ядерной структуры и вести прецизионный поиск новой физики в такого типа нейтринных процессах.

В настоящей работе продемонстрирована возможность совместного экспериментального изучения упругого и неупругого вкладов в полное нейтрино-ядерное сечение, причем не только для экспериментов на ускорителях, где энергия нейтрино достигает сотни МэВ, но и в реакторных экспериментах, где энергии антинейтрино не превышают 10 МэВ. Получены верхние оценки для числа γ -квантов, характеризующих когерентное неупругое взаимодействие для ряда ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. Ефременко, В. Наумову, Е. Якушеву, А. Лубашевскому и другим коллегам за важные замечания и обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Z. Freedman, Phys. Rev. D **9**, 1389 (1974).
2. D. Z. Freedman, D. N. Schramm, and D. L. Tubbs, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **27**, 167 (1977).
3. V. B. Kopeliovich and L. L. Frankfurt, JETP Lett. **19**, 145 (1974).
4. Yu. V. Gaponov and V. N. Tikhonov, Yad. Fiz. **26**, 594 (1977).
5. L. M. Sehgal and M. Wanninger, Phys. Lett. B **171**, 107 (1986).
6. M. Cadeddu, F. Dordei, C. Giunti, K. A. Kouzakov, E. Picciau, and A. I. Studenikin, arXiv: 1907.03302.
7. J. Barranco, O. G. Miranda, and T. I. Rashba, JHEP **0512**, 021 (2005), hep-ph/0508299.
8. COHERENT Collab. (D. Akimov *et al.*), arXiv: 1708.01294.
9. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Rev. D **98**, 053004 (2018), arXiv: 1806.08768.
10. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 638 (2019), arXiv: 1904.03119.
11. P. F. Smith, Nuovo Cimento A **83**, 263 (1984).
12. D. K. Papoulias and T. S. Kosmas, Adv. High Energy Phys. **2015**, 763648 (2015), arXiv: 1502.02928.
13. P. C. Divari, Adv. High Energy Phys. **2012**, 379460 (2012).
14. A. Drukier and L. Stodolsky, Phys. Rev. D **30**, 2295 (1984).
15. K. Patton, J. Engel, G. C. McLaughlin, and N. Schunck, Phys. Rev. C **86**, 024612 (2012), arXiv: 1207.0693.
16. N. Jachowicz, K. Heyde, and S. Rombouts, Nucl. Phys. A **688**, 593 (2001).
17. P. C. Divari, V. C. Chasioti, and T. S. Kosmas, Phys. Scr. **82**, 065201 (2010).
18. G. McLaughlin, AIP Conf. Proc. **1666**, 160001 (2015).
19. J. D. Vergados, F. T. Avignone, III, and I. Giomataris, Phys. Rev. D **79**, 113001 (2009), arXiv: 0902.1055.
20. J. Papavassiliou, J. Bernabeu, and M. Passera, hep-ph/0512029.
21. D. Bexter *et al.*, arXiv: 1911.00762v1.
22. V. V. Belov *et al.*, in *JINR Program Advisory Committee, 2017* (2018).
23. D. Barker and D. M. Mei, Astropart. Phys. **38**, 1 (2012), arXiv: 1203.4620.
24. V. Belov *et al.*, JINST **10**, P12011 (2015).
25. Д. Ю. Акимов и др., ПТЭ, № 2, 22 (2017).
26. DarkSide Collab. (P. Agnes *et al.*), arXiv: 1802.06994.
27. J. Piekarewicz, A. R. Linero, P. Giuliani, and E. Chicken, Phys. Rev. C **94**, 034316 (2016), arXiv: 1604.07799.
28. R. H. Helm, Phys. Rev. **104**, 1466 (1956).
29. T. W. Donnelly and J. D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **25**, 329 (1975).
30. M. Cadeddu and F. Dordei, Phys. Rev. D **99**, 033010 (2019), arXiv: 1808.10202.
31. C. Boehm, D. G. Cerdeño, P. A. N. Machado, A. O.-D. Campo, and E. Reid, JCAP **1901**, 043 (2019), arXiv: 1809.06385.
32. V. Brdar, W. Rodejohann, and X.-J. Xu, JHEP **1812**, 024 (2018), arXiv: 1810.03626.
33. M. Cadeddu, C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y. F. Li, A. I. Studenikin, and Y. Y. Zhang, Phys. Rev. D **98**, 113010 (2018), arXiv: 1810.05606.
34. A. Millar, G. Raffelt, L. Stodolsky, and E. Vitagliano, Phys. Rev. D **98**, 123006 (2018), arXiv: 1810.06584.
35. W. Altmannshofer, M. Tammaro, and M. Zupan, arXiv: 1812.02778.
36. C. Blanco, D. Hooper, and P. Machado, arXiv: 1901.08094.
37. Sierra D. Aristizabal, J. Liao, and D. Marfatia, arXiv: 1902.07398.
38. X.-R. Huang and L.-W. Chen, arXiv: 1902.07625.
39. O. G. Miranda, Garcia G. Sanchez, and O. Sanders, arXiv: 1902.09036.
40. D. K. Papoulias, T. S. Kosmas, R. Sahu, V. K. B. Kota, and M. Hota, arXiv: 1903.03722.
41. J. I. Collar, A. R. L. Kavner, and C. M. Lewis, arXiv: 1907.04828.
42. D. K. Papoulias, arXiv: 1907.11644.
43. A. N. Khan and W. Rodejohann, arXiv: 1907.12444.
44. P. C. Divari *et al.*, J. Phys. G **39**, 095204 (2012).
45. V. Tsakstara, T. S. Kosmas, and J. D. Vergados, Rom. J. Phys. **58**, 1258 (2013).

ON THE POSSIBILITY OF SEPARATING COHERENT AND INCOHERENT (ANTI)NEUTRINO-NUCLEUS SCATTERING

V. A. Bednyakov¹⁾, D. V. Naumov¹⁾, I. V. Titkova¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

Observation of coherent neutrino–nucleus scattering in the COHERENT experiment opens a source of new information for basic research in neutrino and nuclear physics and for searches for physics beyond the Standard Model. Due to considerable transfer momenta, a characteristic feature of the kinematic region of this experiment is that the coherence effect in this region is not “pure” but “mixed” with a noticeable incoherent contribution. On the one hand, this leads to additional systematic uncertainties in the study of the “neutrino component” of the coherence effect itself; on the other hand, this allows investigation of the dynamic transition between the coherent and incoherent scattering regimes and potential experimental discrimination between them. Consistent measurement of the coherent and incoherent (anti)neutrino–nucleus scattering cross sections in the same experiment is, to our mind, a unique possibility of getting a source of new data for neutrino physics, nuclear physics, and new physics. In this work it is shown that this is possible not only in accelerator-based experiments on the study of coherent neutrino and antineutrino scattering by various nuclei, where the neutrino energy amounts to hundreds of MeV, but also in reactor experiments, where the antineutrino energy is below 10 MeV. This estimation is based on the approach that quantitatively controls the “smooth transition” of the (anti)neutrino–nucleus scattering cross section from the coherent (elastic) to the incoherent (inelastic) regime. In the former case, the nucleus remains in the initial quantum state, and in the latter case, the quantum state of the target nucleus changes. Observation of a certain number of photons with a rather high energy deexciting the nucleus after inelastic interaction with an (anti)neutrino is proposed to be used as a signal of this inelastic process. The upper estimate of the number of these photons is obtained.