

Главный редактор
М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ

Заместители главного редактора
Н. А. ВЛАСОВ, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, А. К. КРАСИН,
А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, П. Н. ПАЛЕЙ,
Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО

СОДЕРЖАНИЕ

СЕДЬМОЙ КОНГРЕСС МИРОВОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ (секция «Атомные электростанции»)

А. П. Александров. Ядерная энергетика и ее роль в техническом прогрессе	355
С. М. Фейнберг. Атомные электростанции	356
А. И. Лейпунский, И. И. Африкантов, О. Д. Казачковский, В. В. Орлов, М. С. Пинхасик, М. Ф. Троянов. Развитие ядерной энергетика с реакторами на быстрых нейтронах в СССР	363
Н. А. Доллежал, Ю. И. Корякин. Некоторые вопросы работы АЭС в энергосистемах	380
А. И. Чурин, В. А. Клячко, Ю. И. Корякин, Г. М. Соловьев, А. А. Логинов, В. В. Рыбачев. Совмещение крупных атомных электростанций с опреснительными установками	387
А. И. Лейпунский, И. И. Африкантов, И. С. Головин, Ф. М. Митенков, В. В. Орлов, М. С. Пинхасик, А. А. Ринейский, В. В. Стекольников, М. Ф. Троянов, В. И. Ширяев. Атомная электростанция с реактором БН-600	394
В. В. Стекольников, В. А. Сидоренко, В. П. Татарников, Б. С. Язвенко, В. П. Денисов. Атомная электростанция с двумя реакторными блоками мощностью по 440 Мвт (2 × 440 Мвт)	403
Рефераты иностранных докладов секции «Атомные электростанции»	408

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

Н. С. Николаев, А. Т. Садикова. Комплексные соединения гексафторида урана с фторидами щелочных металлов (Сообщение первое)	416
В. А. Храмченков. Радиолит смеси насыщенных и ароматических фторуглеродов	422
В. Н. Смирнов, М. И. Ушкова, А. М. Новиков. Использование изотопа Te^{125m} в качестве источника рентгеновского излучения	423

Е. М. Воинов, Г. Д. Ефремова, Н. А. Колокольцов. Теоретическое и экспериментальное исследование естественной конвекции газа в замкнутом контуре	424
Б. В. Окулов. О зависимости интенсивности тормозного излучения от энергии ускоренных электронов	425
С. А. Чурин. Расчет матричным методом спектрально-угловых характеристик излучения внутри плоских барьеров	426

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Ю. А. Шуколюков, Г. Ш. Ашкенадзе. Определение константы скорости спонтанного деления U^{238} по накоплению изотопов ксенона в урановых минералах	428
А. В. Безносикова, Е. С. Смотряцкая, Н. Т. Чеботарев. Структура соединения $PuPd$	430
Н. Т. Чеботарев, Ю. Н. Сокурский, М. А. Андрианов, А. А. Иванов. Магнитная восприимчивость сплавов плутония с палладием	431
Л. В. Павлинов. Диффузия урана в титан-молибденовых сплавах	434
А. А. Лукьянов, С. А. Эль-Вакиль. Многоуровневое описание энергетической структуры нейтронных сечений	435
Ф. Насыров. Средние по спектру нейтронов деления сечения реакций $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α)	437
Э. Т. Шипатов, В. А. Кононов. Энергетическое распределение протонов с энергией 6,72 Мэв, прошедших через монокристаллы	439
В. Н. Байер, В. А. Хоае. Эффекты рассеяния частиц внутри пучков поляризованных электронов в накопителях	440
А. М. Кольчужкин, В. В. Учайкин. К расчету прохождения γ -излучения через неоднородный барьер	442
В. Д. Виленский, В. В. Емельянов. Концентрация Si^{32} в атмосфере	444

235408



При этом можно ограничиться нерелятивистским случаем. Проводя расчет, получаем ($\delta q \ll 1$)

$$\alpha = \frac{\pi^{3/2} r_0^2}{V (\Delta p)^2 \delta q} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi} y} (3 + \xi_1 \xi_2) \right), \quad (8)$$

где мы отбросили члены $1/y^2$. В этом случае как ЭВР, так и относительный вклад членов, зависящих от поляризации, уменьшается.

Интересно рассмотреть также влияние ЭВР на поляризацию. Для поперечно поляризованных частиц сечение электронного рассеяния с переворотом спина одной частицы в с. ц. н. имеет вид

$$d\sigma_{++,-} = d\sigma_{+-,-} = \frac{r_0^2}{4E_c^2 (E_c + 1)^2} \times \\ \times \frac{\cos^2 \varphi}{\sin^2 \vartheta} [(2E_c + 1 + \sin^2 \vartheta)^2 + \\ + E_c^2 \sin^2 \vartheta \times \cos^2 \vartheta \sin^2 \varphi] d\Omega, \quad (9)$$

а сечение с переворотом спинов обеих частиц

$$d\sigma_{++,-} = \frac{r_0^2 d\Omega}{4E_c^2 (E_c + 1)^2} [(E_c + 1)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \vartheta + \\ + (1 + E_c \sin^2 \varphi)^2 \cos^2 \vartheta], \quad (10)$$

где значки плюс и минус в индексе означают, что спин направлен (против) оси квантования, в качестве которой выбрано направление магнитного поля. Импульсы начальных электронов перпендикулярны оси квантования, ϑ — угол рассеяния, φ — азимутальный угол между плоскостью рассеяния и направлением оси квантования.

Чтобы оценить время деполяризации с логарифмической точностью, достаточно взять члены, содержащие $\sin^{-2} \vartheta$, в уравнении (9). Ясно, что мы должны принять во внимание только рассеяние на углы, при

которых частицы не выбывают из пучка вследствие ЭВР. Однако, как мы увидим, эффекты деполяризации оказываются весьма малыми, так что для грубой оценки можно интегрировать по всем углам.

Рассчитывая время деполяризации полностью поляризованного пучка и пренебрегая обратными переходами, получаем с логарифмической точностью для $\delta q \gg 1$

$$1/\tau_g = \frac{e\pi r_0^2}{VE^2} \ln \frac{1}{\vartheta_0} N_0 \quad (11)$$

(для $\delta q \ll 1$ в числителе появляется дополнительный малый множитель δq). Здесь ϑ_0 — минимальный угол рассеяния. Для установки ВЭПП-2 время деполяризации τ_g составляет примерно 10^8 сек, тогда как время радиационной поляризации около 10^3 сек в тех же условиях. Поэтому эффектами деполяризации вследствие ЭВР можно пренебречь. Такая большая величина τ_g обусловлена тем, что, как видно из формулы (9), сечение рассеяния с переворотом спина в отличие от сечения рассеяния без переворота спина не содержит множителя v^{-4} и вместо $\sin^{-4} \vartheta$ содержит $\sin^{-2} \vartheta$. Поэтому $\tau_g \sim E^2$.

Авторы приносят благодарность С.-Г. Попову, А. Н. Скринскому, С. А. Хейфецу за многочисленные дискуссии.

Поступило в Редакцию 12/XII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bernardini et al. Phys. Rev. Letters, 10, 407 (1963).
2. B. Gittelman, D. Ritson. Preprint NEPL-291. Stanford, 1963.
3. D. Völkel. Preprint DESY 67/5, 1967.
4. В. Н. Байер, В. М. Катков. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 52, 1422 (1967).

К расчету прохождения γ -излучения через неоднородный барьер

А. М. КОЛЬЧУЖКИН, В. В. УЧАЙКИН

Задача о распространении γ -излучения в неоднородной среде может быть сформулирована с помощью теории возмущений [1]. Пусть $J_0(H)$ — показания детектора с функцией чувствительности $D(\alpha) \delta(z-H)$ за однородным барьером толщиной H ; $\alpha \equiv (E, \omega)$ — энергия и направление движения γ -кванта. Показания такого детектора за неоднородным барьером той же толщины можно записать в виде $J = J_0 + \Delta J$. Тогда

$$\Delta J = - \int_0^H dz \int d\alpha \Phi_0^+(z, \alpha) \Delta L \Phi(z, \alpha) = \\ = - \int_0^H dz \int d\alpha \Phi^+(z, \alpha) \Delta L \Phi_0(z, \alpha). \quad (1)$$

Здесь Φ_0 и Φ — поток γ -излучения в однородном и неоднородном барьерах; Φ_0^+ и Φ^+ — сопряженные функции; ΔL — разность операторов соответствующих кинетических уравнений:

$$\Delta L = \Delta \mu(z, E) - \int d\alpha' \Delta \mu_s(z, E') w(\alpha, \alpha'),$$

где $\Delta \mu = \mu - \mu_0$ и $\Delta \mu_s = \mu_s - \mu_{s0}$ — разности коэффициентов ослабления и рассеяния; $w(\alpha, \alpha')$ — матрица рассеяния.

Интегральный оператор в формулах (1) затрудняет проведение расчетов и делает невозможным получение результатов в аналитическом виде. Можно, однако, выбрать основное уравнение таким образом, чтобы его решение было доступным, а оператор возмущения имел более простой вид. При этом для двухслойных барьеров удается получить аналитические результаты.

Преобразование формул теории возмущений для плоского слоя. Перенос γ -излучения в плоском неоднородном барьере от источника с плотностью распределения $s(\alpha) \delta(z)$ описывается кинетическим уравнением

$$\omega_z \frac{\partial \Phi(z, \alpha)}{\partial z} + \mu(z, E) \Phi(z, \alpha) - \\ - \int \mu_s(z, E') w(\alpha, \alpha') \Phi(z, \alpha') d\alpha' = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\Phi(0, \alpha) = \frac{S(\alpha)}{\omega_z}, \quad \omega_z > 0;$$

$$\Phi(H, \alpha) = 0, \quad \omega_z < 0.$$

Линейный коэффициент комптоновского рассеяния μ_s пропорционален плотности электронов $n(z)$ и может быть представлен в виде

$$\mu_s(z, E) = n(z) \sigma_s(E),$$

где σ_s — сечение рассеяния на электроне.

В уравнение (2) добавим и вычтем величину $n(z) \sigma_0(E) \Phi(z, \alpha)$, где $\sigma_0(E) > 0$, и перейдем к новой переменной

$$t(z) = \frac{1}{n_0} \int_0^z n(z') dz', \quad n_0 = \text{const.} \quad (3)$$

Тогда кинетическое уравнение преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \omega_z \frac{\partial \Phi(t, \alpha)}{\partial t} + n_0 \left[\sigma_0(E) \bar{\Phi}(t, \alpha) - \right. \\ \left. - \int \sigma_s(E') w(\alpha, \alpha') \bar{\Phi}(t, \alpha') d\alpha' \right] = \\ = -n_0 \Delta \sigma(t, E) \bar{\Phi}(t, \alpha), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\bar{\Phi}(t, \alpha) = \Phi(z(t), \alpha); \quad (5)$$

$$\Delta \sigma(t, \alpha) = \frac{\mu(z(t), E)}{n(z(t))} - \sigma_0(E). \quad (6)$$

Для барьера с переменной плотностью, но неизменным химическим составом $\mu(z, E)$ пропорционально $n(z)$, поэтому при соответствующем выборе $\sigma_0(E)$ выражение (6) обращается в нуль. Тогда уравнение (4) переходит в уравнение для потока излучения в однородном барьере толщиной $T = t(H)$ с коэффициентами $\mu(E) = n_0 \sigma_0(E)$ и $\mu_s(E) = n_0 \sigma_s(E)$. Если $\Delta \sigma \neq 0$, то величину $n_0 \Delta \sigma$ можно рассматривать как возмущение, взяв в качестве основной функции решение $\bar{\Phi}_0(t, \alpha)$ уравнения (4) без правой части. Оператор возмущения будет иметь вид

$$\Delta L = n_0 \Delta \sigma(t, E).$$

Используя формулы (1), получим два эквивалентных выражения для разности функционалов $\Delta \bar{J} = \bar{J}(T) - \bar{J}_0(T)$:

$$\Delta \bar{J} = -n_0 \int_0^T dt \int d\alpha \Delta \sigma(t, E) \bar{\Phi}_0^+(t, \alpha) \bar{\Phi}(t, \alpha); \quad (7)$$

$$\Delta \bar{J} = -n_0 \int_0^T dt \int d\alpha \Delta \sigma(t, E) \bar{\Phi}^+(t, \alpha) \bar{\Phi}_0(t, \alpha). \quad (8)$$

Эти формулы не содержат интегрального оператора и являются более удобными для вычислений. Из равенства (5) следует, что $\bar{J}(T) = J(H)$, поэтому искомый функционал можно записать в виде

$$J(H) = \bar{J}_0(T) + \Delta J.$$

Прохождение γ -излучения через двухслойный барьер. Рассмотрим барьер, состоящий из двух однородных слоев толщиной h_1 и h_2 ($h_1 + h_2 = H$) с коэффициентами μ_1 и μ_2 , которые мы представим в виде $\mu_1 = n_1 \sigma_1(E)$, $\mu_2 = n_2 \sigma_2(E)$, где n_1 и n_2 — электронные плотности этих слоев. Из выражений (3) и (6) следует, что

$$\Delta \sigma(t, E) = \begin{cases} \sigma_1(E) - \sigma_0(E), & 0 < t < t_1; \\ \sigma_2(E) - \sigma_0(E), & t_1 < t < T, \end{cases}$$

где $t_1 = \frac{n_1}{n_0} h_1$, $T = \frac{1}{n_0} (n_1 h_1 + n_2 h_2)$. Если выбрать $\sigma_0 = \sigma_2$ или $\sigma_0 = \sigma_1$, то в выражениях (7) и (8) интегрирование по t необходимо проводить лишь внутри первого или второго слоя соответственно. При малой толщине слоя, внутри которого производится интегрирование, возможно дальнейшее упрощение формул (7) и (8), если пренебречь изменением $\bar{\Phi}_0^+ \bar{\Phi}$ или $\bar{\Phi}^+ \bar{\Phi}_0$ и использовать граничные условия для потока излучения

$$\bar{\Phi}(0, \alpha) = \bar{\Phi}_0(0, \alpha) = \frac{S(\alpha)}{\omega_z}, \quad \omega_z > 0;$$

$$\bar{\Phi}(T, \alpha) = \bar{\Phi}_0(T, \alpha) = 0, \quad \omega_z < 0$$

и для сопряженных функций

$$\bar{\Phi}^+(0, \alpha) = \bar{\Phi}_0^+(0, \alpha) = 0, \quad \omega_z < 0;$$

$$\bar{\Phi}^+(T, \alpha) = \bar{\Phi}_0^+(T, \alpha) = \frac{D(\alpha)}{\omega_z}, \quad \omega_z > 0.$$

Пусть тонким слоем является первый. Подставляя $n_0 = n_2$ и $\sigma_0 = \sigma_2$ в формулу (7), находим

$$\Delta \bar{J} = -h_1 n_1 \int \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\omega_z} S(\alpha) \bar{\Phi}_0^+(0, \alpha) d\alpha.$$

Если возмущающий слой является вторым, то в формуле (8) нужно взять $n_0 = n_1$ и $\sigma_0 = \sigma_1$. Тогда

$$\Delta \bar{J} = -h_2 n_2 \int \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\omega_z} D(\alpha) \bar{\Phi}_0(T, \alpha) d\alpha.$$

Из определения функционалов [1] следует, что

$$\Delta \bar{J} = \int S(\alpha) \Delta \bar{\Phi}^+(0, \alpha) d\alpha = \int D(\alpha) \Delta \bar{\Phi}(T, \alpha) d\alpha,$$

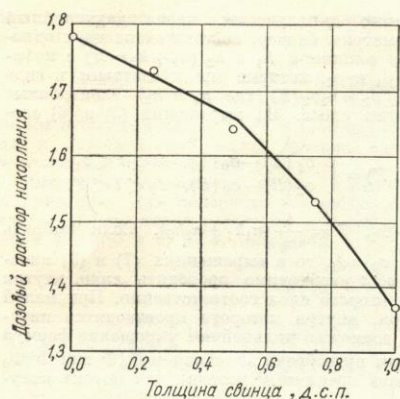
поэтому

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}^+(0, \alpha) = \bar{\Phi}^+(0, \alpha) = \\ = \left[1 - h_1 n_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\omega_z} \right] \bar{\Phi}_0^+(0, \alpha) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}(T, \alpha) = \bar{\Phi}(H, \alpha) = \\ = \left[1 - h_2 n_2 \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\omega_z} \right] \bar{\Phi}_0(T, \alpha). \end{aligned} \quad (10)$$

Эти формулы связывают поток и сопряженную функцию для двухслойного барьера толщиной $H = h_1 + h_2$ с соответствующими функциями для однородного барьера толщиной T с коэффициентами μ и μ_s , равными коэффициентам основного слоя.

Область применения полученных формул ограничена сделанным выше предположением о неизменности



Дозовый фактор накопления за двухслойным барьером свинец — вода:

кривая — расчет по формуле (9) (толщина свинца $< 0,5$) и по формуле (10) (толщина свинца $> 0,5$); точки — расчет по методу Монте-Карло [2].

функций $\bar{\Phi}_0\bar{\Phi}$ и $\bar{\Phi}+\bar{\Phi}_0$ в пределах тонкого слоя. Расчеты нерассеянного и однократно рассеянного излу-

чения за двухслойным барьером дают приближенную оценку этой области, справедливую для обеих формул:

$$\left| \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \cdot \frac{\mu h}{\omega_z} \right| \ll 1,$$

где μ , h и σ относятся к тонкому слою.

Формулы (9), (10) были использованы для вычисления дозового фактора накопления за двухслойным барьером свинец—вода общей толщиной в одну длину свободного пробега при энергии источника 1 Мэв (см. рисунок). Невозмущенный поток в формуле (10) был вычислен методом Монте-Карло. Сравнение этих результатов с данными работы [2], полученными методом Монте-Карло непосредственно для двухслойного барьера, показало хорошее совпадение для толщины возмущающегося слоя вплоть до половины длины свободного пробега.

Поступило в Редакцию 17/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук, В. В. Орлов. В сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961, стр. 30.
2. D. Bowman, D. Trubeu. VS AEC Report CF-58-1-41, ORNL, 1958.

Концентрация Si^{32} в атмосфере

В. Д. ВИЛЕНСКИЙ, В. В. ЕМЕЛЬЯНОВ

В 1960 г. в морских губках был обнаружен Si^{32} — радиоактивный изотоп, постоянно образующийся в атмосфере при взаимодействии космического излучения с аргоном [1]. Несмотря на значительные технические трудности, связанные с необходимостью обработки больших проб и измерения низких уровней радиоактивности, в нескольких районах было определено содержание Si^{32} в воздухе [2, 3] и атмосферных выпадениях [2, 4], а также показана возможность использования Si^{32} для определения возраста ледников [2] и вод [5]. Для использования Si^{32} ($T_{1/2} \approx 500 \div 600$ лет [2—4]) в геофизических и геохимических исследованиях необходимо выяснить основные закономерности распределения этого изотопа в атмосфере и атмосферных выпадениях, что имеет важное значение в связи с возможностью образования Si^{32} при ядерных испытаниях в 1961—1962 гг. [3].

Для определения содержания Si^{32} в атмосфере в умеренных и полярных широтах до проведения ядерных испытаний в 1961—1962 гг. использовались образцы аэрозолей, собранные из приземного слоя воздуха в Подмоскowie (55° с. ш.) и на о. Хейса (Земля Франца-Иосифа, 80°37' с. ш.) [6]. Образцы представляли собой усредненную за длительный период золу фильтров типа ФП, которые применялись для сбора атмосферных аэрозолей. Для Подмоскowie усредненная проба отбиралась за период с октября 1958 г. по декабрь 1960 г., для о. Хейса — с мая 1960 г. по июль 1961 г.

Для определения Si^{32} золу сплавляли с едким натром в железном тигле, полученный сплав разлагали водой, затем выделяли кремнекислоту путем выпаривания с соляной кислотой. Промытую соляной кислотой

УДК 551.577.7:541.182.3

и горячей водой кремнекислоту прокаливали, добавляли фосфор-носитель (~20 мг фосфора в виде фосфата аммония) и повторно сплавляли, в результате чего выделялась кремнекислота. Выделенную кремнекислоту прокаливали до двуокиси кремния и хранили около двух месяцев с целью накопления P^{32} — дочернего изотопа Si^{32} . Средний выход двуокиси кремния составлял около 90%.

Для выделения P^{32} двуокись кремния, после добавления к ней фосфора-носителя, сплавляли с едким натром, сплав выпаривали водой, в результате, как и ранее, выделялась кремнекислота. В фильтрате, полученном после отделения кремнекислоты, производили обычным способом осаждение фосфора вместе с гидроокисью железа. Дальнейшая очистка фосфора проходила следующим образом: осаждение фосформолибдата аммония, осаждение магнийаммонийфосфата, экстрагирование фосформолибденовой кислоты 20%-ным раствором бутанола в эфире [7], осаждение магнийаммонийфосфата, очистка на катионите КУ-2 из 0,1 N раствора соляной кислоты и осаждение магнийаммонийфосфата. Средний химический выход фосфора, определенный взвешиванием пирофосфата магния, составлял около 70%.

Полученный образец пирофосфата магния монтировали с помощью разборной воронки для измерения его β -активности на проточном β -счетчике [8], фон которого в защите из свинца толщиной 40 мм и стали 5 мм и в кольце антисовпадений составлял около 0,8 имп/мин. Эффективность регистрации β -излучения образцов с диаметром активной части 18 мм была равна ~36%. В качестве рабочего газа использовалась