

## Оптический метод исследования распыления радиоактивных веществ осколками деления

КАЛЕЧИЦ В. И., НАХУТИН И. Е., ПОЛУЭКТОВ П. П., РУБЕЖНЫЙ Ю. Г.

Эффект распыления материала осколками деления как самого делящегося изотопа (самораспыление), так и внешнего источника известен довольно давно [1—6]. Все исследования распыления делящихся изотопов были выполнены непосредственными, контактными методами — путем сбора распыленных атомов на мишени, измерением удельной активности и т. д. Однако можно предложить новый бесконтактный метод исследования подобных явлений, основанный на определении частот собственных колебаний макроскопических объектов, распыляемых осколками деления, путем измерения спектра света, рассеянного этими объектами. Распад радиоактивных ядер сопровождается выделением большого количества энергии, которую, в частности, уносят осколки деления. Если распад происходит вблизи поверхности тела (на глубине, не превышающей длину свободного пробега осколков деления,  $l_{пр} \approx 10$  мкм), осколок может вылететь наружу. При этом разрушение поверхностной области должно сопровождаться вырыванием и уносом атомов (до  $10^3—10^7$  атомов на осколок [3—6]) и даже отдельных макроскопических частиц матрицы. Эмиссия частиц с поверхности тела сопровождается передачей ему импульса, что приводит к возбуждению его собственных колебаний. Однако, поскольку вылет частиц с поверхности носит случайный характер, колебания тела будут усредняться во времени, и наблюдение традиционными оптическими методами — дефлекторными, доплеровскими, интерферометрическими — не позволит определить параметры колебаний. Между тем методы интенсивно развивающейся в последнее время спектроскопии оптического смещения и корреляции фотонов позволяют регистрировать рассеянный свет за время, меньшее характерных периодов колебаний [7], путем измерения непосредственно корреляционной функции фототока, имеющей вид [8]

$$R_i(\tau) = i_0^2 \left( 1 + \frac{1}{N} \frac{|\langle \delta E^*(t) \delta E(t+\tau) \rangle|^2}{\langle |\delta E(t)|^2 \rangle^2} \right) + Gei_0 \delta(\tau),$$

где угловые скобки соответствуют усреднению по времени;  $\delta(\tau)$  — дельта-функция Дирака;  $\delta E$  — электрическое поле световой волны;  $i_0 = \sum_j \langle i_j(t) \rangle$  — усредненный по времени фототок;  $G$  — коэффициент усиления фотоприемника;  $N$  — число площадей когерентности;  $e$  — заряд электрона. Из формулы видно, что измеряемая непосредственно корреляционная функция фототока дает информацию о квадрате абсолютной величины функции корреляции оптического поля.

Колеблющееся макроскопическое тело (капля, тонкое волокно, мембрана и др.) представляет собой ограниченный объект, вследствие чего спектр его колебаний дискретен. Это значит, что падающее монохроматическое излучение частоты  $\omega_0$  будет рассеиваться не только на основной частоте  $\omega_0$ , но и на частотах  $\omega_0 \pm n\omega_k$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), где  $\omega_k$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ) — собственная частота колебаний тела. Этот эффект исследовался как теоретически [9—11], так и экспериментально [12] применительно к колебаниям капель и волокон. Поскольку спектр колебаний тела не

зависит от способа возбуждения колебаний, методом корреляции фотонов можно обнаружить колебания тела, возбуждаемые при распылении радиоактивного изотопа.

Рассмотрим, например, колебания тонкого волокна, закрепленного на одном конце (изложенную методику легко обобщить для колебаний других механических систем). Амплитуду колебаний рассеянной световой волны можно представить в виде

$$E_p(t) = (\delta E_{рэл} + \delta E_{нр}) \exp(-i\omega_0 t),$$

где  $\delta E_{рэл}$  описывает рэлеевское (упругое) рассеяние излучения, а  $\delta E_{нр}$  — нелинейное рассеяние на собственных колебаниях волокна. Тогда

$$\langle E_p(t) E_p(t+\tau) \rangle = \langle \delta E_{рэл}(t) \delta E_{рэл}(t+\tau) \rangle + \langle \delta E_{нр}(t) \delta E_{нр}(t+\tau) \rangle,$$

так как усреднение по времени перекрестных сомножителей даст нуль. Первый член в формуле описывает рэлеевское уширение спектра рассеянного излучения. Так как  $\delta E_{нр}$  пропорционально поперечному смещению волокна  $y$  [11], функция корреляции рассеянного света будет представлять собой суперпозицию функции корреляции рэлеевского рассеяния и функции корреляции нелинейного рассеяния, общий вид которой можно получить, вычислив  $\langle y(t) y(t+\tau) \rangle$ .

Решение уравнения изгибных колебаний волокна длиной  $l$ , закрепленного в точке  $x = 0$  (в моменты времени  $\tau_i$  в точках  $x_i$  волокна происходят распады, сопровождающиеся передачей импульсов  $P_i$ ), было получено с помощью стандартной методики [13]:

$$y(x, t) = \sum_i \frac{P_i}{l\rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\omega_n \kappa(\mu_n)} y_n(x_0) y_n(x) \times \\ \times \sin \omega_n(t - \tau_i) \eta(t - \tau_i) e^{-\alpha_n(t - \tau_i)},$$

$$\text{где } y_n(x) = (\text{sh } \mu_n + \sin \mu_n) \left( \text{ch } \frac{\mu_n}{l} x - \cos \frac{\mu_n}{l} x \right) - \\ - (\text{ch } \mu_n + \cos \mu_n) \left( \text{sh } \frac{\mu_n}{l} x - \sin \frac{\mu_n}{l} x \right);$$

$$\omega_n = \frac{\mu_n^2}{l^2} \sqrt{\frac{EJ}{\rho S}};$$

$E, \rho$  — модуль упругости и линейная плотность материала;  $S$  — площадь поперечного сечения,  $J$  — момент инерции относительно горизонтальной оси;  $\mu_n$  — корни уравнения  $\text{ch } \mu \cos \mu = -1$ ;  $\alpha_n$  — коэффициент затухания колебаний. Через  $\kappa(\mu_n)$  обозначен множитель, возникающий из условий ортогональности собственных функций, а  $\eta(t - \tau)$  учитывает то, что  $y(x, t) = 0$  при  $t \leq \tau$ .

Корреляционная функция  $R = \langle y(x, t) y(x, t + \tau) \rangle$ , усредненная для промежутка времени, намного превышающего период колебаний и время затухания  $\sim \alpha_n^{-1}$ , запи-

шется в виде

$$R = \frac{1}{(l\rho)^2} \sum_{n,m=1}^{\infty} \sum_{i,j} \frac{P_i P_j \mu_n \mu_m}{\omega_n \omega_m \kappa(\mu_n) \kappa(\mu_m)} y_n(x_i) y_m(x_j) \times \\ \times y_n(x) y_m(x) e^{-\alpha_n \tau} \langle \sin \omega_n(t - \tau_i) \sin \omega_m(t - \tau_j + \tau) \rangle \times \\ \times e^{-(\alpha_n + \alpha_m)(t - \tau_i)} \eta(t - \tau_i) \eta(t - \tau_j + \tau).$$

Усредняя по моменту вылета (т. е. полагая  $i = j$ ) и месту вылета осколка и по переданному импульсу с учетом  $y_n^2(x_i) = \kappa(\mu_n)/\mu_n$ , получаем

$$R = \frac{1}{(l\rho)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n \bar{P}_i^2}{\omega_n^2 \kappa(\mu_n)} y_n^2(x) e^{-\alpha_n \tau} \cos \omega_n \tau \times \\ \times \langle \sum_i \eta(t - \tau_i) e^{-2\alpha_n(t - \tau_i)} \rangle.$$

Пусть образец представляет собой волокно диаметром  $D$ , на которое нанесен слой толщиной  $\delta_0$  изотопа с периодом полураспада  $T_{1/2}$ , причем плотность атомов распадающегося вещества  $n_0$ . Тогда число распадов в единицу времени, сопровождающихся передачей телу импульса, равно

$$\frac{1}{2} \frac{l\pi D \delta_0 n_0}{T_{1/2}}.$$

Таким образом,

$$\sum_i \eta(t - \tau_i) e^{-2\alpha_n(t - \tau_i)} = \frac{l\pi D \delta_0 n_0}{2T_{1/2}} \int_{-\infty}^t \eta(t - \tau_i) \times \\ \times e^{-2\alpha_n(t - \tau_i)} d\tau_i = \frac{1}{4} \frac{l\pi D \delta_0 n_0}{\alpha_n T_{1/2}},$$

откуда

$$R_n = \frac{\pi D \delta_0 n_0}{4l\rho^2 \alpha_n T_{1/2}} \frac{\mu_n \bar{P}_i^2}{\omega_n^2 \kappa(\mu_n)} y_n^2(x) e^{-\alpha_n \tau} \cos \omega_n \tau.$$

В качестве примера рассмотрим проволоку диаметром 10 мкм, на которую нанесен слой  $^{244}\text{Cm}$  толщиной 1 мкм. Число атомов, уносимых при вылете одного осколка, в данном случае  $\sim 4 \cdot 10^4$  [3]. Период полураспада  $^{244}\text{Cm}$  17,6 года, причем испускаемые  $\alpha$ -частицы имеют энергию 5,8 МэВ и импульс  $P_i = 0,88 \cdot 10^{-14}$  г·см/с. Пусть длина волокна 1 см, тогда наименьшая собственная частота колебаний  $\omega_1 \approx 200$  Гц (полагаем  $E \approx 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>; 1 дин =  $10^{-5}$  Н). Максимальная амплитуда достигается

на свободном конце волокна ( $x = l$ ), причем  $y_1^2(l)/\kappa(\mu_1) \approx \text{sh } \mu_1$ . Тогда

$$R_1 = 10^{-12} e^{-\alpha_1 \tau} \cos \omega_1 \tau \text{ (см}^2\text{)},$$

амплитуда колебаний  $\sqrt{R_1} \approx 100 \text{ \AA}$  ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10}$  м). Для сравнения укажем, что амплитуда тепловых колебаний проволоки тех же геометрических размеров составляет 4  $\text{\AA}$  [11]. Малые колебания с подобными амплитудами надежно регистрируются современными экспериментальными методами, в частности методом спектроскопии оптического смещения и корреляции фотонов [7, 14].

В заключение отметим, что развитый подход может быть легко обобщен на случаи колебаний (вследствие распыления) других механических систем — тонких пленок, пластин, капель, мембран различных конфигураций. Описанный метод исследования распыления радиоактивных веществ осколками деления может найти применение как в лабораторной практике (например, для определения среднего импульса осколков), так и в качестве безопасного бесконтактного способа контроля процесса распыления радиоактивных веществ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаптева Ф. С., Эрнлер Б. В. — Атомная энергия, 1956, т. 4, с. 63.
2. Rogers M., Adam J. — J. Nucl. Mater., 1962, v. 6, p. 182.
3. Горшков В. К., Львов Л. Н. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 4, с. 327.
4. Александров Б. М. и др. — Там же, 1972, т. 33, вып. 4, с. 824.
5. Гарбер Р. и др. — Там же, 1970, т. 28, вып. 5, с. 406.
6. Петряк К., Бак М. — ЖТФ, 1970, т. 25, с. 636.
7. Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов. М., Мир, 1978.
8. Бенедек Дж. — Успехи физ. наук, 1972, т. 106, с. 481.
9. Быковский Ю. А. и др. — Квантовая электроника, 1975, т. 2, с. 1803.
10. Быковский Ю. А. и др. — Журн. прикл. спектроскопии, 1975, т. 23, с. 966; Оптика и спектроскопия, 1977, т. 42, с. 867.
11. Колесов В. Л. и др. — Журн. прикл. спектроскопии, 1980, т. 33, с. 919.
12. Калениц В. И. и др. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, с. 485; с. 1184.
13. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1972, с. 145.
14. Buchave P. Экспресс-информация «Испытательные стенды и приборы», 1976, вып. 1, реф. 6.

Поступило в Редакцию 09.06.80

УДК 621.039.76

## Радионуклидный состав и дисперсность газо-аэрозольных выбросов БАЭС им. И. В. Курчатова

ПОГОДИН Р. И., ДИДЕНКО Л. Г., ВОДОВОЗОВА И. Г., ПОЛЯКОВА Э. А.,  
КОЛТИК И. И., ФАТЬКИН А. Г.

Приведены результаты исследования радионуклидного состава и дисперсности газо-аэрозольных выбросов БАЭС в 1976—1978 гг.

Многочисленные расчеты и оценки показывают, что самый большой вклад в дозу облучения населения вблизи АЭС обычно вносят радиоактивные благородные газы (РБГ). Эта доза существенно зависит от соотношения радионуклидов в смеси РБГ. В табл. 1 приведены данные о составе радионуклидов в смеси РБГ по результатам анализа проб из трубок контроля вентиляционных труб первой очереди БАЭС. Состав выбросов реакторов БАЭС

довольно близок к составу выбросов ВВР 18 зарубежных АЭС [1]. Наибольшее отличие наблюдается в содержании короткоживущего  $^{138}\text{Xe}$ , что, вероятно, связано с конструктивными особенностями систем выдержки летучих отходов перед выпуском их в атмосферу.

Исследования показали, что на долю трития в выбрасываемом воздухе приходится 0,05% суммарной активности газовых выбросов БАЭС. При этом 75  $\pm$  12% его находится в окисленной форме в виде НТО.

С точки зрения формирования дозовых нагрузок большое внимание следует уделять также выбросам радиоак-