

шение концентрации точечных дефектов [3]. По мере увеличения интегрального потока нейтронов модуль сдвига железа растет, что связано с увеличением концентрации и размеров скоплений радиационных дефектов, закрепляющих дислокации. Характерно, что в процессе облучения такой рост происходит значительно быстрее (см. рис. 3), так как образующиеся скопления являются одновременно эффективными стоками, значительно понижающими концентрацию избыточных точечных дефектов [4], в результате чего и происходит наблюдаемое повышение модуля сдвига.

В интервале интегральных потоков  $(0,9 \div 1,5) \times 10^{20}$  нейтр.см<sup>-2</sup> модуль сдвига в процессе облучения несколько снижается (приблизительно на  $1,2 \cdot 10^2$  кг.мм<sup>-2</sup>). Это может быть связано с преобразованием вакансионных скоплений, достигших соответствующих размеров, в дислокационные петли, что приводит к быстрому снижению модуля.

Представленные на рис. 3 изменения внутреннего трения и модуля сдвига железа в процессе облучения хорошо коррелируют, т.е. снижение внутреннего трения сопровождается ростом модуля сдвига, и наоборот. Внутреннее трение вне поля нейтронного излучения отличается от внутреннего трения в процессе облучения на 5—20%, в зависимости от интегральных потоков. При этом изменение внутреннего трения минимально при дозах, соответствующих минимальному снижению модуля сдвига.

На рис. 5 приведена полученная по данным опытов 28 и 29 температурная зависимость обратимой составляющей снижения модуля сдвига, которая появляется при включении реактора и исчезает при его останове. Из рис. 5 следует, что при температуре  $\sim 0,5 T_{пл}$  ( $580^\circ\text{C}$ ) снижение модуля сдвига железа имеет максимальную величину. Уменьшение обратимой составляющей снижения модуля сдвига при температуре более  $580^\circ\text{C}$ , по-видимому, связано с отжигом радиационных дефектов.

Зернограничный максимум внутреннего трения железа с увеличением интегрального потока нейтронов уменьшается и уже при потоке  $\sim 0,5 \cdot 10^{20}$  нейтр.см<sup>-2</sup>

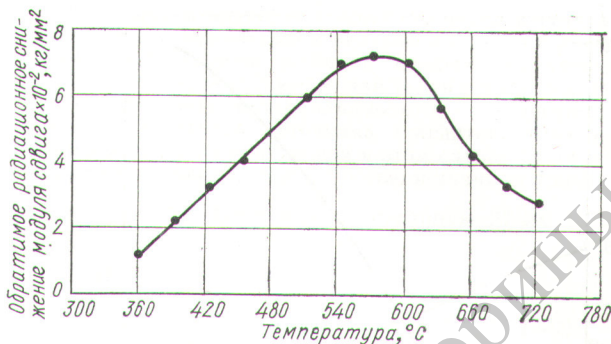


Рис. 5. Температурная зависимость абсолютного значения обратимой составляющей дефекта модуля сдвига железа при интегральном потоке  $1,5 \cdot 10^{20}$  нейтр.см<sup>-2</sup> ( $E \geq 0,1$  Мэв).

вырождается в перегиб (см. рис. 4). Это явление, так же как и изменение модуля сдвига, обусловлено ростом плотности скоплений радиационных дефектов, которые уменьшают скольжение границ зерен. Дальнейшее изменение внутреннего трения в области температур зернограничной релаксации связано с изменением высоко-температурного фона внутреннего трения (пик зернограничной релаксации не проявляется).

Поступило в Редакцию 9/VIII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Карасев и др. «Атомная энергия», 33, вып. 3, 777 (1972).
2. Ж. Фридель. Дислокации. Перев. с англ. под ред. А. Л. Ройтбруда. М., «Мир», 1967, стр. 278.
3. M. Druyvestein et al. Physica, 25, 1271 (1959).
4. S. Harkness et al. Nucl. Appl. and Technol., 9, 24 (1970).

Токи электронов, возбуждаемые гамма-излучением в веществе

А. В. ЖЕМЕРЕВ, Ю. А. МЕДВЕДЕВ, Б. М. СТЕПАНОВ, Г. Я. ТРУХАНОВ

УДК 539.124.17

Перенос  $\gamma$ -излучения в веществе сопровождается различного рода электромагнитными явлениями [1, 2], которые вызываются токами электронов, выбиваемых  $\gamma$ -квантами из атомов вещества. Ниже приведены выражения, связывающие ток электронов с характеристиками поля  $\gamma$ -излучения в веществе, состоящем из легких элементов. Основные конкретные результаты получены для воздуха.

При постановке задачи о токах электронов, генерируемых в веществе потоком  $\gamma$ -квантов, предполагаем, что поток  $\gamma$ -излучения медленно меняется за время, в течение которого происходит торможение быстрых электронов, например для воздуха при нормальных условиях это время составляет  $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$  сек. Кроме того, пренебрежем эффектами образования пар (для легких элементов с  $Z < 25$  подобное приближение справедливо при энергиях  $\gamma$ -квантов, меньших 3 Мэв) и пространственным изменением потока  $\gamma$ -квантов на расстояниях порядка длины пробега быстрого электрона (практически всегда пробег  $\gamma$ -кванта много боль-

ше пробега электрона). Тогда ток электронов, возбуждаемый потоком  $\gamma$ -квантов в веществе, есть

$$j(r, t) = \int \int d\epsilon d\Omega' \int d\Omega \Omega f(r, \Omega, \epsilon, t) \times \\ \times \left[ \frac{d\sigma_h(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\epsilon_e) \rho_e(r, t) + \right. \\ \left. + \frac{d\sigma_\Phi(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\epsilon_e) \rho_{ат}(r, t) \right], \quad (1)$$

где  $f(r, \Omega, \epsilon, t) d\Omega d\epsilon dt dS$  — число  $\gamma$ -квантов, перелетающих площадку  $dS$  через элемент телесного угла  $d\Omega$  около направления  $\Omega$  ( $\Omega$  — нормаль к площадке  $dS$ ) с энергией в интервале от  $\epsilon$  до  $\epsilon + d\epsilon$  в момент времени от  $t$  до  $t + dt$ ;  $\frac{d\sigma_h(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'}$  — дифференциальное сечение рассеяния электрона в направлении  $\Omega'$   $\gamma$ -квантом с энергией  $\epsilon$ , летящим в направлении  $\Omega$ ;  $\frac{d\sigma_\Phi(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'}$  —

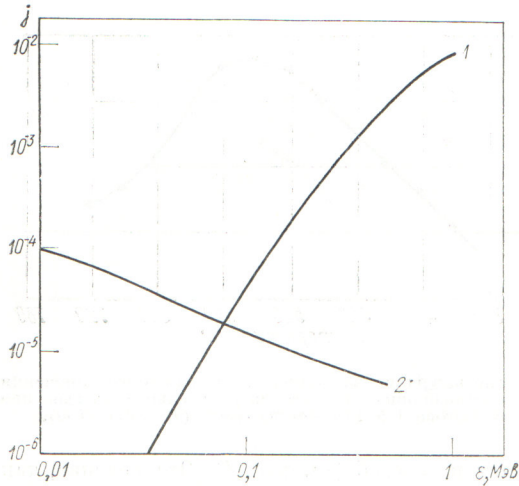


Рис. 1. Модули токов комптоновских электронов 1 и фотоэлектронов 2, создаваемых одним  $\gamma$ -квантом с энергией  $\varepsilon$ .

дифференциальное сечение фотопоглощения  $\gamma$ -квантом с энергией  $\varepsilon$ , летящим в направлении  $\Omega$  (при этом фотоэлектрон вылетает в направлении  $\Omega'$ ) [3];  $\rho_e(\mathbf{r}, t)$  — плотность электронов атомных оболочек элементов, входящих в состав среды;  $\rho_{ат}(\mathbf{r}, t)$  — плотность атомов элементов среды;  $l(\varepsilon_e)$  — результирующее смещение электрона с энергией  $\varepsilon_e$  вдоль направления вылета электрона.

Меняя порядок интегрирования по  $\Omega$  и  $\Omega'$  в выражении (1) и интегрируя по  $\Omega'$ , получаем

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \iint d\varepsilon d\Omega \Omega f(\mathbf{r}, \Omega, \varepsilon, t) [j_k(\varepsilon, \mathbf{r}, t) + j_\phi(\varepsilon, \mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

$$j_k(\varepsilon, \mathbf{r}, t) = \int d\Omega' \cos(\Omega, \Omega') \frac{d\sigma_k(\varepsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\varepsilon_e) \rho_e(\mathbf{r}, t);$$

$$j_\phi(\varepsilon, \mathbf{r}, t) = \int d\Omega' \cos(\Omega, \Omega') \frac{d\sigma_\phi(\varepsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\varepsilon_e) \rho_{ат}(\mathbf{r}, t)$$

модули токов комптоновских электронов и фотоэлектронов, создаваемых одним  $\gamma$ -квантом с энергией  $\varepsilon$ .

**Радиальный ток электронов, создаваемый рассеянным  $\gamma$ -излучением, электр/мксек**

$r, \text{ м}$	$\Delta t, \text{ мксек}$					
	0—0,425	0,425—0,250	0,250—0,500	0,500—1	1—1,5	1,5—2
100	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$
250	$8,7 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{-7}$
500	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-7}$
800	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$

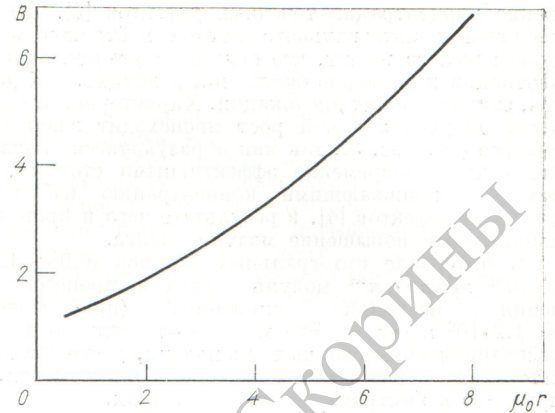


Рис. 2. Зависимость фактора накопления модуля тока электронов  $B$  от расстояния  $\mu_0 r$ .

Величины  $j_k(\varepsilon, \mathbf{r}, t)$  и  $j_\phi(\varepsilon, \mathbf{r}, t)$  для воздуха нормальной плотности показаны на рис. 1. Смещение  $l(\varepsilon_e)$  выбиралось согласно [4] в виде

$$l = 0,917 (\sqrt{1 + 22,4\varepsilon_e^2} - 1); \quad [l] = \text{м}, \quad [\varepsilon_e] = \text{Мэв}.$$

При энергиях  $\gamma$ -квантов, больших 70 кэв, преобладает ток комптоновских электронов. При меньших энергиях более существенным становится ток фотоэлектронов. С увеличением атомного номера элемента роль тока фотоэлектронов будет увеличиваться вследствие возрастания сечения фотозффекта в тяжелых элементах.

Функционал (2) для радиальных токов электронов, возбуждаемых стационарным изотропным точечным источником  $\gamma$ -квантов ( $\varepsilon = 1 \text{ Мэв}$ ) в воздухе, оценивался методом Монте-Карло. Рассматривалось 5 тыс. историй  $\gamma$ -квантов. Вероятная ошибка  $\sim 5-10\%$ . Поле  $\gamma$ -излучения рассчитывалось по Бергеру. Рассмотрение истории  $\gamma$ -кванта прекращалось при достижении им веса  $10^{-4}$ . Для повышения точности расчетов проводилось выделение однократно рассеянных  $\gamma$ -квантов.

На рис. 2 представлен фактор накопления модуля тока электронов  $B$ , равный отношению модуля тока электронов, создаваемого всеми  $\gamma$ -квантами, к модулю тока электронов, возбужденного нерассеянным  $\gamma$ -излучением.

чением. Значения вычисленного фактора накопления  $B$  меньше факторов накопления энергии, приведенных в работе [5].

Фактор накопления  $B$  в интервале расстояний  $\mu_0 r$  от 0,5 до 8 может быть интерполирован экспоненциальной зависимостью  $B = e^{0,27\mu_0 r}$ .  $\mu_0$  — коэффициент поглощения тока  $\gamma$ -квантов с энергией  $1 \text{ Мэв}$ . Погрешность интерполяции не превосходит ошибки вычисления.

Суммарный радиальный ток электронов  $j(r)$  интерполируется зависимостью

$$j(r) = \frac{0,01}{4\pi r^2} \exp\left(-\frac{r}{170}\right). \quad (3)$$

На основе полученного соотношения (2) аналогично вычислялся радиальный ток электронов, создаваемый рассеянным  $\gamma$ -излучением от точечного изотропного монохроматического ( $\epsilon = 1 \text{ Мэв}$ ) мгновенного источника  $\gamma$ -квантов в воздухе через всю поверхность сферы на различных расстояниях от источника  $r$  в различные интервалы времени  $\Delta t$ , отсчитываемые от момента прихода нерассеянного излучения. Рассмотрено 10 тыс. историй. Вероятная ошибка  $\sim 5$ –20%. Результаты расчетов представлены в таблице.

## Электростатический ускоритель с перезарядкой типа ЭПП-10-1

А. С. ИВАНОВ, Г. Ф. КИРШИН, В. М. ЛАТМАНИЗОВ, А. В. ЛЫСОВ, В. Д. МИХАЙЛОВ,  
Г. Я. РОШАЛЬ, С. А. СУББОТКИН

УДК 621.384.65

Электростатический ускоритель типа ЭПП-10-1 с перезарядкой отрицательных ионов на газовой мишени разработан и прошел стендовые испытания в НИИЭФА им. Д. В. Ефремова. Общий вид генератора и схема разводки пучка показаны на рис. 1. Основные параметры ускорителя приведены ниже.

Энергия пучка протонов . . . . .	3–10 Мэв
Стабильность средней энергии ускоренных частиц . . . . .	не хуже $\pm 5 \text{ кэв}$
Ток пучка ускоренных протонов	до $3 \pm 0,5 \text{ мка}$
Диаметр ионного пучка на мишени . . . . .	не более 10 мм

Источником высокого напряжения ускорителя служит электростатический генератор вертикального исполнения, размещенный в баке диаметром 3 м и высотой 11,2 м. Бак рассчитан на давление газа до 14 атм. Ускорительные трубки и колонны состоят из двух одинаковых секций, длина колонн 4,25 м. Бак также секционирован, что уменьшает высоту здания. В комплект установки входят инжектор отрицательных частиц с источником типа «дуоплазматрон» [1], 90-градусный магнитный анализатор на два направления и два раздаточных магнита, распределяющих пучок ускоренных частиц в любом из десяти направлений.

Ввод отрицательно заряженных частиц в ускорительную трубку осуществляется с помощью 90-градусного магнита инжектора, анализирующего пучок и направляющего его из горизонтального источника в вертикальную трубку. Магнит инжектора двусторонний, что позволяет устанавливать два источника и оперативно переходить от ускорения одних отрицательно заряженных частиц к другим. Между магнитом инжектора и ускорительной трубкой размещены коллиматоры, устройства фокусировки и коррекции пучка, а также приборы для измерения его параметров и положения.

Из таблицы видно, что основной вклад в результат вносит ток, создаваемый в интервале от 0 до 0,2 мксек. Следовательно, если источник меняется со временем не быстрее чем за 0,2 мксек, для токов электронов можно использовать интерполяционные соотношения (3) для стационарного источника  $\gamma$ -квантов. Временная зависимость тока электронов в этом случае будет определяться временной зависимостью источника  $\gamma$ -квантов.

Поступило в Редакцию 27/IX 1972 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. U. Gilinsky. Phys. Rev., 137, 50 (1965).
2. Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В. Федорович. «Ж. техн. физ.», 39, вып. 5, 875 (1969).
3. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
4. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
5. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе М., Физматгиз, 1960.

Инжектор обеспечивает на входе в ускорительную трубку пучок отрицательных ионов с энергией до 50 кэв, током до 40 мка и диаметром  $\sim 2 \text{ мм}$ .

В ускорителе ЭПП-10-1 имеются трубки с наклонным полем. Фарфоровые изоляторы склеены с электродами из нержавеющей стали марки 1Х18Н9 клеем ПВА. Расстояние между электродами трубки 25 мм.

Опорная колонна ускорителя состоит из четырех вертикальных стоек из эпоксидной смолы марки ЭПЛ-2 с кварцевым наполнением; стойки соединены между собой плитами из нержавеющей стали и эквипотенциальными рамками (расстояние между рамками 50 мм). На каждом зазоре колонны установлены четыре пары разрядников, на зазорах каждой трубки — по две пары. В колонне генератора расположены три трубки. Две трубки (с перезарядной мишенью между ними) образуют тракт ускорения; через третью трубку откачивается газ, поступивший в мишень (рис. 2).

Для улучшения вакуума в ускоряющих трубках предмишенные камеры отделены от них диафрагмами. Трубка газовой мишени вынесена из вакуумного объема и соединена с предмишенными камерами через сильфоны, что позволяет перемещать ее в любом направлении на  $\pm 3 \text{ мм}$ , при этом вертикальное положение мишени сохраняется. Цилиндры Фарадея при помощи соленоидного привода могут быть введены в пучок перед мишенью и за ней. Перед мишенью (вокруг ее входного отверстия) установлены четыре изолированных сектора, токи которых вместе с токами цилиндров Фарадея позволяют определить потери пучка в перезарядной мишени и ускорительных трубках и оценить фокусировку и положение пучка на входе в мишень. Одноканальная система телеизмерения позволяет поочередно измерять двенадцать параметров.

Размер и место входа пучка в магнитный анализатор задаются двумя щелями, развернутыми на  $90^\circ$  относительно друг друга и расположенными в фокусе пучка.