

ШИРИНА РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В ТРЕКАХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ (4÷25) МЭВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ NaCl

Д. И. ВАЙСБУРД, А. А. ВОРОБЬЕВ, А. И. КОМОВ, Л. А. МЕЛИКЯН

Найдены условия, при которых превращение радиационных дефектов при облучении можно использовать для определения эффективных поперечных размеров треков частиц в твердых телах. Подходящей оказалась обнаруженная авторами реакция восстановления F_2 -центров при повторных облучениях кристаллов NaCl альфа-частицами. В экспериментах на циклотроне Томского политехнического института определены эффективные радиусы треков альфа-частиц с энергиями (4÷25) Мэв. Получено (155 ± 15) Å. Показано, что найденный таким способом радиус трека есть ширина радиального распределения объемной передачи энергии альфа-частицы в NaCl на уровне $6 \cdot 10^{19}$ эв/см³.

Изучение процессов в треках частиц в твердых телах имеет фундаментальное значение для создания твердотельных трековых камер и детекторов частиц высоких энергий, для установления механизмов изменения макросвойств твердых тел при облучении. Впервые треки ядерных частиц в твердых телах описаны в 1959 году [1, 2, 3]. Это были следы осколков деления тяжелых ядер. В треках осколков происходит столь сильное локальное изменение структуры вещества (фазовые переходы и т. п.), что они доступны прямому наблюдению методами оптической и электронной микроскопии в соединении с химическим избирательным травлением. Им посвящено около сотни работ (напр. [1÷7]). В треках подавляющего большинства остальных частиц: электронов, протонов, альфа и т. д.—образуются, в основном, точечные дефекты атомных размеров, которые практически не доступны прямым методам наблюдения. Изучению их косвенными методами посвящено не более десяти работ [8, 9].

Физико-химические процессы в треках заряженных частиц определяются локальной объемной плотностью возбуждений. Последнюю обычно характеризуют косвенно линейной передачей энергии (ЛПЭ), равной потерям энергии частицы на единицу траекторного пробега (dE/dR), так как имеются надежные методы измерения и расчета этой величины [10, 11, 12]. Однако прямой характеристикой объемной плотности возбуждений в треках является введенная в [13] *объемная передача энергии* (ОПЭ = $dE/d\Omega$), где (dE) — энергия, потерянная частицей и переданная элементу объема ее трека ($d\Omega$). ОПЭ и ЛПЭ связаны соотношением

$$dE/d\Omega = (1/\sigma)(dE/dR), \quad (1)$$

где σ — эффективное поперечное сечение трека альфа-частицы при энергии от E до $E + dE$. Данные по ОПЭ для большинства частиц отсутствуют, так как не известны поперечные размеры их треков.

В настоящей работе для определения эффективных поперечных размеров треков альфа-частиц используется кинетика превращения радиационных дефектов. Идея метода в следующем. Пусть в начальном состоянии кристалл содержит концентрацию N некоторых дефектов, способных при облучении превращаться в другие. Текущую концентрацию вторых обозначим n . Пусть на превращение одного дефекта первого вида необходимо затратить энергию ε_0 . Если ОПЭ $\gg N\varepsilon_0$, то каждая частица в эффективном объеме ее трека Ω превратит все первые дефекты во вторые до предельной концентрации N . Тогда при последующих перекрытиях треков в этом месте кристалла локальная концентрация вторых дефектов изменяться не будет. Распределение треков [8, 9, 14] является пуассоновским, т. е. объем k -кратного перекрытия треков составляет $[(\Omega\nu)^k / k!] \exp(-\Omega\nu)$ часть единицы объема, где ν -концентрация треков. Тогда

$$n = \sum_{k=1}^{\infty} [N (\Omega\nu)^k / k!] \exp(-\Omega\nu) = N [1 - \exp(-\Omega\nu)]. \quad (2)$$

Таким образом, если N достаточно мало, то макрокинетика накопления относительной концентрации радиационных дефектов (n/N) определяется только объемом трека Ω . Процесс превращения дефектов заканчивается, когда весь объем кристалла, не менее чем однократно, перекрыт треками. С другой стороны, наиболее точные измерения концентрации дефектов абсорбционным методом могут быть выполнены, если $N = (10^{16} - 10^{18}) \text{ см}^{-3}$. Чтобы для точно измеримых концентраций дефектов выполнялось необходимое условие ОПЭ $\gg N\varepsilon_0$, ε_0 должно быть малым, т. е. реакция превращения дефектов должна обладать большим выходом. Подходящим оказался обнаруженный нами процесс восстановления F_2 -центров в треках альфа-частиц при повторных облучениях кристаллов, который проявляется в следующем эксперименте.

1) Пластины монокристаллов NaCl, выращенных из расплава соли марки О.С.Ч., облучаются альфа-частицами при комнатной температуре ($T_{\text{комн.}}$). В кристалле образуются различные электронные и дырочные центры окраски. Наиболее интенсивно накапливаются F_1 -центры. Часть из них, попарно объединяясь, превращается в F_2 -центры. На накопление одного F_2 -центра затрачивается $\varepsilon = 2.2 \cdot 10^5 \text{ эв/центр}$. Облучение продолжается до накопления концентрации их $(10^{16} - 5 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-3}$.

2) Эффективность коагуляции F_1 - в F_2 -центры сильно зависит от температуры. При $T < 200^\circ\text{K}$ она в 10^2 меньше, чем при $T_{\text{комн.}}$, так что $\varepsilon = 2 \cdot 10^7 \text{ эв/центр}$. Если охладить кристалл до $T = 170^\circ\text{K}$ и продолжить облучение, то наблюдается практически в „чистом виде“ только разрушение F_2 -центров, накопленных при $T_{\text{комн.}}$. Механизм разрушения F_2 -центров в треках протонов и альфа-частиц подробно изучен и изложен в другой работе [16]. Основной вклад в разрушение вносит туннельная рекомбинация одного из электронов F_2 -центра с

нелокализованной дыркой h^+ (подвижным V_k -центром). При этом образуются близко расположенные анионная вакансия и F_1 -центр: $F_2 + h^+ \rightarrow (v_a^+, F_1)$. В частности, в состоянии максимальной близости они занимают соседние анионные узлы и образуют F_2^+ -центр.

3) Кристалл нагревается до $T_{\text{комн.}}$. При этом возникает дополнительное число F_2 -центров за счет термостимулированной коагуляции F_1 -центров, созданных низкотемпературным облучением. А большинство (v_a^+, F_1) -центров объединяются в F_2 -центры.

4) Последующее облучение при $T_{\text{комн.}}$ быстро восстанавливает исходную концентрацию F_2 -центров сверх накопленной при нагревании кристалла от 170°K до $T_{\text{комн.}}$ (рис. 1а). Восстановление сводится к захвату электрона F_2^+ или (v_a^+, F_1) -центром: $F_2^+ + e^- \rightarrow F_2$; $(v_a^+, F_1) + e^- \rightarrow F_2$ -и не требует больших затрат энергии. При этом выход F_2 -центров в 10^3 раз больше, чем при первоначальном накоплении, т. е. при восстановлении затрачивается всего $\varepsilon_0 = 3.10^2$ эв/центр. Как видно из рис. 1а, 2, дозная зависимость концентрации восстановленных центров есть кривая с насыщением, которую удобно характеризовать уровнем насыщения N и начальной энергией, затрачиваемой на восстановление одного центра (ε). При малых N дозная зависимость концентрации центров, восстановленных облучением, удовлетво-

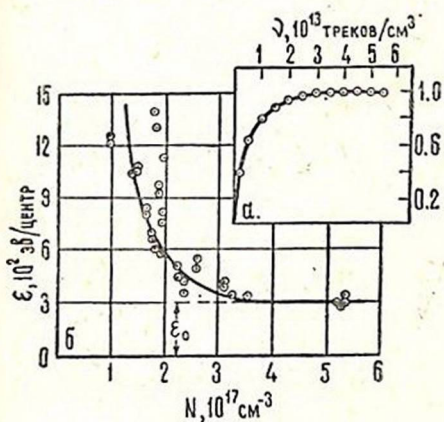


Рис. 1 а— Зависимость концентрации F_2 -центров, восстановленных облучением, от концентрации треков альфа-частиц (ν) в NaCl.

б— Энергия, затрачиваемая на восстановление одного F_2 -центра (ε), в зависимости от уровня насыщения их концентрации (N).

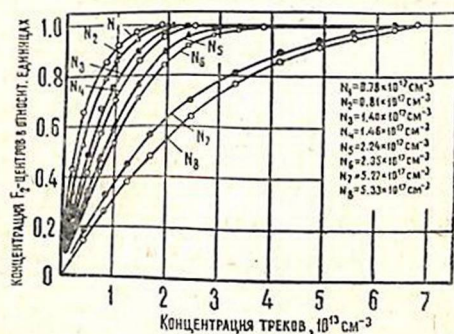


Рис. 2. Экспериментальные кривые восстановления концентрации F_2 -центров при различных уровнях насыщения (N).

ряет простой формуле (2) (рис. 1а). При больших N она становится более сложной (рис. 2). Восстановление малых концентраций особенно удобно для определения эффективного объема трека. Остается выяснить, какие N можно считать „малыми“, не внося заметной погрешности в измерение Ω . Оказывается, что ε существенно зависит от N (рис. 1б). При больших N практически постоянна величина ε и равна

воему наименьшему значению $\varepsilon_0 = 3 \cdot 10^2$ эв/центр. С уменьшением неограниченно возрастает ε , достигая 10^3 эв/центр и больше. Будем считать, исходя из эксперимента, что для восстановления одного F_2 -центра необходимо затратить ε_0 . В треке такая энергия приходится на объем

$$\omega = \varepsilon_0 |\text{ОПЭ}| = \varepsilon_0 \sigma |dE| dR). \quad (3)$$

Вероятность образования F_2 -центра равна вероятности того, что в объеме ω окажется не менее одного центра, способного восстановиться до F_2 -центра:

$$1 - \exp[-\omega(N - n)], \quad (4)$$

так как распределение таких центров в треке является пуассоновским [8]. Тогда в начале облучения, когда концентрация восстановленных центров $n=0$,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 / [1 - \exp(-\omega N)], \quad (5)$$

что хорошо согласуется с экспериментом для всех N (рис. 16). При больших N , когда $\omega N \gg 1$ (т. е. $\text{ОПЭ} < N\varepsilon_0$), восстановление происходит в результате многократного перекрывания треков. При малых N , когда $\omega N \ll 1$ (т. е. $\text{ОПЭ} > N\varepsilon_0$), на каждый восстановленный F_2 -центр в треке приходится больше энергии, чем необходимо, т. е. энергия затрачивается неэффективно. Поэтому с уменьшением N растет ε . Оказалось, что „малыми“ можно считать $N < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 16). Из (4) следует, что каждая альфа-частица увеличивает среднестатистическую концентрацию восстановленных центров на величину

$$dn/dv = (\omega/\sigma) \{1 - \exp[-\omega(N - n)]\}. \quad (6)$$

Интегрируя (6) при условии $n=0$ при $v=0$, получаем для относительной концентрации восстановленных центров

$$n/N = 1 - (1/q) \ln[(e^q - 1)e^{-x} + 1], \quad (7)$$

где $q \equiv \omega N$, $x \equiv \omega v$. Формула (7) хорошо описывает дозную зависимость концентрации восстановленных центров для всех N (рис. 2, 3). В частности, при малых $N < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда $\omega N \ll 1$, выражение (7) упрощается и переходит в (2). В этом случае ход кривой восстановления практически не зависит от N и определяется только эффективным объемом трека Ω (рис. 2, 3). Объем трека определялся по формуле (2) из экспериментальных зависимостей относительной концентрации восстановленных F_2 -центров от концентрации треков (рис. 1а), методом наименьших квадратов. Абсолютные измерения тока ускоренных частиц производились цилиндром Фарадея с гальванометром. Энергия частиц определялась по ранее измеренной зависимости между пробегом и энергией [15]. Пробег определялся по толщине окрашенного слоя на микроскопе УИМ-21. Эксперимент выполнялся в приведенном выше порядке (пункты 1, 2, 3, 4). Схема облучения показана на рис. 4а. Для накопления F_2 -центров при $T_{\text{ком.}}$ (пункт 1) и разрушения их при $T=170^\circ\text{K}$ (пункт 2) образцы облучались частицами малых

энергий, которые проникали в кристалл на небольшую глубину ΔR . А восстановление при $T_{\text{комн.}}$ производилось частицами большей энергии, которые проникали на глубину R . Восстановление происходит в слое ΔR , в котором энергия частицы уменьшается от E до $E - \Delta E$. Накоплением F_2 -центров в слое R можно пренебречь, так как эффективность этого процесса в 10^3 меньше, чем восстановления в слое ΔR (см. выше). Разделив полученный объем трека на ΔR , получаем эффективное сечение трека σ . Эффективный радиус трека определяется как $\sqrt{\sigma/\pi}$.

Из зависимости σ от N (рис. 16) по формулам (3), (4) получаем,

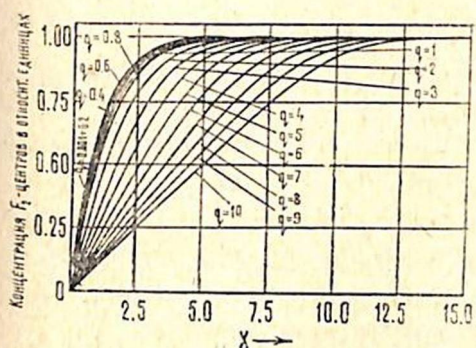


Рис. 3. Кривые восстановления концентрации F_2 -центров, рассчитанные по формуле (7) для различных уровней насыщения N ; $q \equiv \omega N$ — безразмерный параметр, пропорциональный уровню насыщения; $x \equiv \Omega \nu$ — безразмерная величина, пропорциональная концентрации треков.

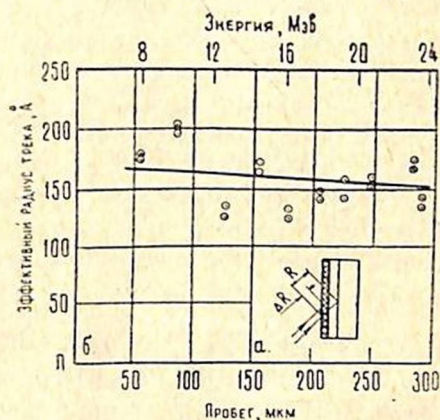


Рис. 4. а — Схема облучения образцов. б — Зависимость эффективного радиуса трека от энергии альфа-частиц.

что найденный изложенным способом эффективный радиус трека представляет ширину радиального распределения ОПЭ в треке альфа-частицы на уровне $6 \cdot 10^{19}$ эв/см³.

На таком уровне средний радиус равен (155 ± 15) Å. На рис. 46 представлена зависимость эффективного радиуса трека альфа-частицы от ее энергии. С уменьшением энергии трек несколько уширяется.

Томский политехнический институт
имени С. М. Кирова

Поступила 7.IX.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. E. C. H. Silk, R. S. Barnes, Phil. Mag, 4, 970 (1959).
2. S. T. Noggle, J. O. Stiegler, J. Appl. Phys., 31, 2199 (1960).
3. T. K. Bierlein, B. Mastel, J. Appl. Phys., 31, 2315 (1960).
4. R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, J. Ap. Ph., 36, 3645 (1965); Phys. Rev., 156, 353 (1967), Science, 149, 383 (1965).
5. М. И. Казаков, И. М. Лифшиц, А. В. Танатаров, Атомная энергия, 6, 391 (1959).

6. Т. Г. Кногг, J. Appl. Phys., 34, 9, 2767, (1963); 35, 9, 2753 (1964).
7. Я. Е. Геузин, И. Г. Берзина, И. В. Воробьева, ФТТ, 9, 3350 (1967); 10, 1819 (1968).
8. Д. И. Вайсбурд, И. Я. Мелик-Гайказян, ДАН СССР, 165, 1029 (1965); 166, 391, (1966); ТЭХ, 1, 190 (1965).
9. Д. И. Вайсбурд, Изв. Томск. политехн. инс-та, 138, 13 (1965).
10. Г. Бете, Ю. Ашкин, В кн. „Экспериментальная ядерная физика“ под ред. Э. Сегре, т. 1, стр. 143, М. (1955).
11. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, Прохождение заряженных частиц через вещество, Ташкент, 1962.
12. Р. Штернхеймер, В. кн. „Принципы и методы регистрации элементарных частиц“ 9, М., 1963.
13. Д. И. Вайсбурд, А. А. Меликян, Тезисы докладов XVII научно-технической конференции профессорско-преподавательского состава ЕрПИ, стр. 35, Ереван, 1970.
14. В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий, Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, ГИФМЛ, М., 1959.
15. Д. И. Вайсбурд, Н. А. Терентьев, В сб. „Радиационные нарушения в твердых телах и жидкостях“, стр. 70, ФАН, Ташкент, 1967.
16. Д. И. Вайсбурд, А. Н. Кравец, А. А. Меликян, С. М. Минаев, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 461 (1970).

4—25 ՄԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱ ՈՒՆԵՑՈՂ α -ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԵՏՔԵՐՈՒՄ
ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՌԱԴԻԱԼ ԲԱՇԽՄԱՆ
ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ NaCl-Ի ՄՈՆՈՐԵՑՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Գ. Ի. ՎԱՅՍՐԱՐԴ, Ս. Ս. ՎՈՐՈԲԻՈՎ, Ա. Ի. ԿՈՄՈՎ, Լ. Ա. ՄԵԼԻԿՅԱՆ

Հաղվածում բերված են պայմաններ, երբ ճառագայթման ժամանակ ազդեցիկն դեֆեկտների ձևափոխումը կարելի է օգտագործել պինդ մարմիններում մասնիկների հետքերի էֆեկտիվ լայնական չափերի որոշման համար: Հեղինակները օգտագործել են NaCl-ի բյուրեղները ալֆա-մասնիկներով կրկնակի ճառագայթման ժամանակ տեղի ունեցող F_2 -կենտրոնների վերականգնման ուղղությամբ:

RADIAL DISTRIBUTION WIDTH OF VOLUME ENERGY TRANSFER IN (4—25) MEV α -PARTICLE TRACKS IN NaCl MONOCRYSTALS

D. I. VAISBURD, A. A. VOROBIOV, A. I. KOMOF, L. A. MELIKIAN

The conditions are found for which the transformation of the radiation-induced defects is used for the determination of effective crosswise particle track dimensions in rigid bodies. The F_2 -centres restoration reaction is found to be appropriate in a series of α -bombardments of NaCl crystals. The experiments on the Tomsk cyclotron for the determination of the effective α -track radii gave the value of $(155 \pm 15) \text{ \AA}$. The track radius as determined by this technique is shown to be the radial distribution width of volumetric energy transfer in α -particle track in NaCl on the $6.10^{19} \text{ ev/cm}^3$ level.