

И. М. БЕЛОВА

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ МЕТОДОМ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Хорошо известно, что при помощи экспериментов по туннельной спектроскопии можно изучать особенности плотности состояний в кристаллическом полупроводнике, в частности в запрещенной зоне полупроводника.

Естественно возникает вопрос о возможности использования туннельной спектроскопии для определения плотности состояний в неупорядоченном полупроводнике.

В [1] рассматривалась теория туннельного эффекта в структуре металл — диэлектрик — неупорядоченный полупроводник. Было показано, что в случае «жесткой» решетки (в пренебрежении взаимодействием электронов с фононами) для проводимости туннельного тока можно написать

$$G(\varphi) \sim \rho(\varphi) D(\varphi), \quad (1)$$

где ρ — плотность состояния в неупорядоченном полупроводнике, D — проникаемость туннельного барьера, φ — внешнее напряжение приложенное к контакту. Выражение (1) было получено для макроскопически однородного полупроводника [1]. Однако вблизи барьера полупроводник может быть существенно неоднороден. Эта неоднородность сказывается только в области, близкой к барьеру, но она все же может оказаться существенной: заметный вклад в туннельный ток будут давать переходы с участием состояний, расположенных близко к границе полупроводника.

В макроскопически однородном полупроводнике энергия локализованного электрона (W) не зависит от координат центра локализации электрода (R) и вероятность нахождения уровня с энергией W в точке $R(P(W, R))$ не зависит от R . Именно это и позволяет получить в выражении (1) плотность состояний. Наличие границы и проникновение электрического поля в глубь полупроводника могут привести к зависимости энергии W от координат центра локализации электрона. Используя модель дельтаобразного потенциала для глубокого уровня, покажем, что при выполнении неравенства [2]

$$\left| \frac{b}{W} \right| \ll 1 \quad (2)$$

смещением энергии глубокого уровня за счет изменения граничных условий и проникновения электрического поля в полупроводниках можно пренебречь. В неравенстве (2) b — энергия электрона в электрическом поле на границе полупроводника и изолятора. Однако в реальном полупроводнике вблизи границы могут существовать дискретные уровни, происхождения и свойства которых связаны только с наличием границы и никак не зависят от свойств полупроводника в глубине. Если такие дискретные уровни существуют, то вероятность $P(W, R)$ даже при выполнении неравенства (2) зависит от координат ловушки и будет отлична от соответствующего выражения в макроскопически однородном материале. Тогда даже в случае «жесткой» решетки плотность туннельного тока будет определяться не плотностью состояний в объеме неупорядоченного полупроводника, а некоторой характеристикой поверхности.

Взаимодействие электронов с фононами в полупроводнике, естественно, приводит к еще большим осложнениям. При низких температурах и при слабом взаимодействии электронов с фононами эффекты релаксации решетки приводят к тому, что простое выражение (1) становится неверным и определение плотности состояний по туннельной проводимости существенно затрудняется, даже если можно пренебречь макроскопической неоднородностью [1, 3]. При большом тепловыделении и высоких температурах туннельная проводимость тем более определяется плотностью состояния [3].

В ряде работ [4—7] при анализе экспериментальных результатов предполагалось, что зависимость туннельной проводимости МДП-структур от энергии совпадает с аналогичной зависимостью плотности состояний в запрещенной зоне полупроводника.

Однако из сказанного выше видно, что это предположение не обоснованно, если нельзя пренебречь неоднородностью полупроводника вблизи границы и электрон-фононным взаимодействием.

Последние экспериментальные исследования [8] показали, туннельная проводимость в аморфном Ge на самом деле не воспроизводит плотность состояний в запрещенной зоне неупорядоченного полупроводника.

Автор благодарит проф. В. Л. Бонч-Бруевича за постоянную помощь и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Belova J. M. «Phys. Stat. Sol.», 1976, 73, 709.
2. Белова И. М. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астроном.», 1975, 16, № 5 (деп.).
3. Белова И. М. «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III, физ., астроном.», 1975, 16, № 5 (деп.).
4. Osmun T. W., Fritzsche H. «Appl. Phys. Lett.», 1970, 16, 87.
5. Sauvage T. A., Mogab G., Adler D. «Phys. Mag.», 1972, 25, 1305.
6. Osmun T. W. «Solid st. Comm.», 1973, 13, 305.
7. Yamashita K., Fujiyasu H., Kobayashi T. «J. Appl. Phys.», 1974, 13, 290.
8. Osmun T. W. «Phys. Rev.», 1975, B11, 5008.

Поступила в редакцию
27.1 1976 г.

Кафедра
физики полупроводников

УДК 548:539.12.04

В. Л. ЗЕФИРОВА, Е. В. КОЛОНЦОВА, В. П. ЛУЦЕНКО

ДЕФЕКТЫ В ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ МОНОКРИСТАЛЛАХ LiF и NaCl ПРИ РАЗНЫХ УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ

В данной работе показана возможность использования методов избирательного травления и электронно-микроскопического анализа (по репликам) для определения характера дефектов в облученных электронами (дозы $5 \times 10^{15} - 2,2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) монокристаллах LiF и NaCl, а также выясняются причины различного изменения дифракционной картины в этих кристаллах после облучения [1] и уточняются особенности в дефектной структуре LiF, связанные с разрушением кристаллов LiF при некоторых условиях облучения ($E_e \sim 1 \text{ МэВ}$, доза $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$).

Монокристаллические образцы для облучения размером $\sim 6 \times 6 \times 2 \text{ мм}^3$ выкалывались из одного монокристалльного блока. Облучение электронами проводилось при температуре $\leq 40^\circ\text{C}$ в линейном ускорителе электронов при потоках электронов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($E_e = 7-9 \text{ МэВ}$) и $4-12,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($E_e = 1 \text{ МэВ}$).

Травление монокристаллов LiF производилось в слабом водном растворе хлорного железа, полировка — в 50-процентном водном растворе плавиковой кислоты. Травление NaCl — в смеси: 1 часть метилового спирта и 2 части вымороженной уксусной кислоты.

Рельеф поверхности облученных кристаллов после избирательного травления существенно зависит от энергии электронов. При $E_e = 7-9 \text{ МэВ}$ результат облучения LiF и NaCl подобен воздействию других видов облучения (нейтронов, гамма и рентгеновских квантов). Травленная поверхность кристаллов становится равномерно шероховатой (рис. 1), что вызывается [2-4] образованием скопления точечных дефектов после облучения. По сравнению с необлученными кристаллами заметно уменьшаются размеры дислокационных ямок травления и искажается их форма (особенно для NaCl), что может быть связано с декорированием дислокаций радиационными дефектами или с изменением процесса вытравливания дислокаций вследствие значительного увеличения концентрации точечных дефектов при облучении. С увеличением дозы облучения эти эффекты становятся более ярко выраженными. По репликам удалось оценить верхнюю границу размеров образующихся в монокристаллах LiF скоплений: $\sim 100-200 \text{ \AA}$ после облучения $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Причем после дополнительного отжига при $T = 600-700^\circ\text{C}$, как и после облучения нейтронами [5], появляются правильно ограниченные поры размерами $\sim 1000 \text{ \AA}$, откуда следует, что хотя бы часть скоплений образована вакансиями¹.

¹ В монокристаллах NaCl даже после отжига $T = 700^\circ\text{C}$ скопления с размерами $\sim 200 \text{ \AA}$ и более не выявляются.