Заключение

Присутствие молибдена в пленке WO_3 ведет к перемещению максимума полосы наведенного поглощения в удачную для человеческого зрения области, а также к увеличению остаточного наведенного поглощения и времени сохранения окрашенного состояния. Электрохромная эффективность твердотельных электрохромных устройств с электрохромными пленками из смешанного оксида WO_3/MoO_3 меньше, чем для ЭХУ с пленкой WO_3. Основной причиной уменьшения электрохромной эффективности является низкое значение силы осциллятора (вероятности перехода) оптического перехода $Mo^{5+} \rightarrow W^{6+}$ по сравнению с переходом $W^{5+} \rightarrow W^{6+}$.

Список литературы

[1] *Shimizu I., Shizukuishi M., Inove E.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 4027—4032.
[2] *Hajimoto Y., Matsushima M., Ogura S.* // J. Electron. Mater. 1979. Vol. 8. P. 301—309.
[3] *Deneuville A., Gerard P., Billiat R.* // Thin Solid Films. 1980. Vol. 70. P. 203—223.
[4] *Лусис А. Р., Клявинь Я. К., Клеперис Я. Я.* и др. // Электрохимия. 1982. Т. 18. № 11. С. 1538—1542.
[5] *Lusis A. R., Kleperis J. J., Brishka A. A., Pentyush E. V.* // Sol. St. Ionics. 1984. Vol. 13. P. 319—324.
[6] *Faughnan B. W., Crandall R. S.* U. S. Patent. Cl. 350/160 R. G02B 5/23. N4009935. Mart 1, 1977.
[7] *Faughnan B. W., Crandall R. S.* // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 31. P. 834—836.
[8] *Schirmer O. F., Wittwer V., Brandt G.* // J. Electrochem. Soc. 1977. Vol. 124. P. 749—756.
[9] *Salje E., Hoppmann G.* // Philos. Mag. B. 1981. Vol. 43. P. 105—114.
[10] *Schel E. K., Gittleman J. G.* // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 33. P. 564—566.
[11] *Цикмач П. Д., Лусис А. Р.* // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1985. № 2. С. 62—69.
[12] *Deb S. K.* / Mat. Ann. Conf. «Solid State Devices». New York, 1974. P. 12—15.
[13] *Hoppmann G., Salje E.* // Opt. Commun. 1979. Vol. 30. P. 199—202.
[14] *Smith D. Y., Dexter D. L.* Optical Properties of Solids / Ed. F. Abeles. Amsterdam: North-Holland Publishing Co, 1972. P. 166—228.

Латвийский государственный университет
им. П. Стучки
Научно-исследовательский институт
физики твердого тела
Рига

Поступило в Редакцию
11 января 1989 г.
В окончательной редакции
1 сентября 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 7, 1990

О ЗАСЕЛЕННОСТИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В. П. Кощеев

Известно [1, 2], что зависимость заселенности уровней от глубины проникновения каналированной частицы (КЧ) в кристалл определяется из решения квантового кинетического уравнения.

В настоящей публикации вычисляется заселенность квантовых состояний исходя из первых принципов.

Рассмотрим эффект плоскостного каналирования. Движение КЧ от одного акта рассеяния до другого происходит в поле, образованном непрерывным потенциалом атомных плоскостей. Процесс рассеяния приводит к изменению за время τ поперечной скорости КЧ на величину $v_\perp$. Длительность толчка τ, время между столкновениями t_s и период движения T ограничены неравенствами

$$T \gg t_s \gg \tau. \quad (1)$$

В этом случае волновые функции поперечного движения КЧ до и после акта рассеяния связаны между собой преобразованием Галилея [3]

$$\Psi_n(x) = \Psi'_n(x - \Delta x)\exp\left[i\left(mv_\perp x - \frac{v_\perp^2}{2}t_s\right)\Big/ h\right], \qquad (2)$$

где $\Delta x = v_\perp \cdot t_s$ — приращение поперечной координаты КЧ за время между столкновениями t_s; $\Psi_n(x)$ — волновая функция КЧ после акта рассеяния, соответствующая n-му квантовому состоянию; штрихом отмечена волновая функция КЧ до акта рассеяния.

Легко видеть, что матричный элемент

$$W_n(v_\perp, \Delta x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\Psi_n^*(x)\Psi_n(x-\Delta x)\exp\left[imv_\perp\left(x - \frac{\Delta x}{2}\right)\Big/ h\right] \qquad (3)$$

с точностью до сомножителя $(2\pi\hbar)^{-1}$ совпадает с функцией Вигнера [4]

$$\frac{W_n(\eta, \dot\eta)}{2\pi\hbar} = \frac{1}{\pi\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dy\Psi_n^*\left(\eta + \frac{y}{2}\right)\Psi_n\left(\eta - \frac{y}{2}\right)\exp\left(\frac{im}{\hbar}\dot\eta y\right), \qquad (4)$$

где $y = 2(x - \eta)$; $v_\perp = 2\dot\eta$; $\Delta x = 2\eta$.

В (4) учтено, что четные и нечетные волновые функции входят в $W_n(\eta, \dot\eta)$ с разным знаком [4]. Таким образом, матричный элемент (4) определяет плотность квазивероятности обнаружения на n-ом квантовом состоянии КЧ, испытавшей толчок со стороны рассеивающего центра. Усредним матричный элемент (4) по всем статистически независимым толчкам, которые испытывает КЧ в процессе многократного рассеяния

$$P_n(t) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} W_n(\eta, \dot\eta) f(\eta, \dot\eta, t)\, d\eta d\dot\eta. \qquad (5)$$

Сглаженная плотность квазивероятности $P_n(t)$ есть заселенность n-го уровня в зависимости от глубины проникновения КЧ в кристалл. Покажем далее, что функция распределения $f(\eta, \dot\eta, t)$ на малых глубинах (в тонких кристаллах) имеет вид распределения Гаусса

Рассмотрим стохастическое уравнение движения, описывающее движение КЧ в направлении, перпендикулярном атомным плоскостям,

$$m\ddot x + u'(x) = F(x, t), \qquad (6)$$

где $u(x)$ — усредненный плоскостной потенциал, в котором происходит регулярное движение КЧ; $F(x, t)$ — локальная стохастическая сила, зависящая от распределения электронной и ядерной плотностей по сечению канала.

Рассмотрим область малых глубин проникновения, в пределах которой поперечное движение КЧ может быть представлено в виде движения по регулярной траектории и малой хаотической добавки

$$x(t) = \bar x(t) + \eta(t),$$

так что средний квадрат флуктуаций поперечной координаты меньше квадрата амплитуды регулярных колебаний [5, 6]

$$\overline{\eta^2}(t) < \bar x^2(t),$$

где черта означает усреднение по ансамблю реализаций случайного процесса.

Величины $u'(x)$ и $F(x, t)$ разложим по степеням η в окрестности классической траектории $\bar x(t)$ и подставим в уравнение (6)

$$m\ddot{\bar x} + u'(\bar x) + m\ddot\eta + \eta u''(\bar x) = F(\bar x, t). \qquad (7)$$

Легко видеть, что уравнение (7) распадается на два уравнения, одно из которых описывает движение КЧ по регулярной траектории

$$m\ddot{\bar x} + u'(\bar x) = 0, \qquad (8)$$

а другое — по хаотической

$$m\ddot\eta + \eta u''[\bar x(t)] = F[\bar x(t), t]. \qquad (9)$$

Классическая траектория $\bar x(t)$ является решением уравнения (8) с начальным условием $\bar x(t_0) = \bar x_0$; $\dot{\bar x}(t_0) = \dot{\bar x}_0$.

Очевидно, что в начальный момент времени флуктуации поперечной координаты и скорости равны нулю, т. е. $\eta(t_0) = 0$ и $\dot\eta(t_0) = 0$. Кинетическое уравнение Фоккера—Планка, статистически эквивалентное стохастическому уравнению (9), имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\dot{\eta}\frac{\partial f}{\partial \eta}-\eta\omega^2(t)\frac{\partial f}{\partial \dot{\eta}}=q(t)\frac{\partial^2 f}{\partial \dot{\eta}^2}, \tag{10}$$

где $m\omega^2(t)=u''[\bar{x}(t)]$; $2q(t)/v_0^2=\overline{\Delta\Theta}[\bar{x}(t)]/\Delta t$ — изменение среднего квадрата угла многократного рассеяния вдоль классической траектории в единицу времени; v_0 — скорость частиц, падающих на кристалл.

Начальное условие для функции распределения исключает флуктуации поперечной координаты и скорости в момент влета частиц в кристалл

$$f(\eta,\ \dot{\eta},\ t_0)=\delta(\eta)\,\delta(\dot{\eta}). \tag{11}$$

Решение уравнения (10) с начальным условием (11) имеет вид распределения Гаусса [7]

$$f(\eta,\ \dot{\eta},\ t)=(4\pi)^{-1}\Delta^{-1/2}\exp\left[-\frac{1}{2}\sum_{i,\ j}Y_iY_jA_{ij}(t)\right], \tag{12}$$

где

$$Y_i=\begin{pmatrix} m\dot{\eta} \\ \eta \end{pmatrix},\quad (A^{-1})_{ik}=\begin{pmatrix} \xi & \varkappa \\ \varkappa & \chi \end{pmatrix},\quad \Delta=\det(A_{ik}^{-1}),$$

$$\frac{d\xi}{dt}=-2m\varkappa\omega^2(t)+q(t),\quad \frac{md\chi}{dt}=2\varkappa,\quad \frac{md\varkappa}{dt}=\xi-\chi m^2\omega^2(t),$$

$$\xi(t_0)=\chi(t_0)=\varkappa(t_0)=0.$$

Легко видеть [4], что в случае, когда $f(\eta,\dot{\eta},t)$ является гауссовой функцией, сглаженная плотность квазивероятности (5) неотрицательна при выполнении принципа неопределенности Гейзенберга для средних квадратов флуктуаций поперечной координаты и импульса КЧ

$$[m^2\bar{\dot{\eta}}^2(t)\,\bar{\eta}^2(t)]^{1/2}\geqslant \hbar/2. \tag{13}$$

С помощью неравенства (13) можно оценить минимальную глубину проникновения КЧ в кристалл, начиная с которой квантовомеханическая система может быть описана в фазовом, а не в конфигурационном пространстве. Далее, так как заселенность $P_n(t)$ вычисляется вдоль классической траектории $\bar{x}=\bar{x}(\bar{x}_0,\ \dot{\bar{x}}_0,\ t)$, то выражение (5) следует усреднить по точке влета частиц в кристалл.

Рассмотрим, например, движение КЧ в гармоническом потенциале плоскостного канала. Функция Вигнера для осцилляторных волновых функций имеет вид [4]

$$W_n(E_\perp)=2(-1)^nL_n(4E_\perp/\omega\hbar)\exp(-2E_\perp/\omega\hbar), \tag{14}$$

где $E_\perp=m\dot{\eta}^2/2+m\omega^2\eta^2/2$; ω — частота колебаний КЧ в плоскостном канале; $L_n(x)$ — полиномы Лагерра ($L_0=1,\ L_1=1-x,\ L_2=1-2x+x^2/2,\ \ldots$).

Решение уравнения (10) с $\omega(t)=\text{const}$ и $q(t)=\text{const}$ при $t>2\pi/\omega$ имеет вид

$$f(\eta,\ \dot{\eta},\ t)\,d\eta d\dot{\eta}=(dE_\perp/\varepsilon)\exp(-E_\perp/\varepsilon), \tag{15}$$

где $\varepsilon=mqt$ — средняя поперечная энергия хаотического движения КЧ.

Подставим (14) и (15) в (5), получим

$$P_n(t)=\frac{\omega\hbar}{\varepsilon}\,\frac{(1-\omega\hbar/2\varepsilon)^n}{(1+\omega\hbar/2\varepsilon)^{n+1}}. \tag{16}$$

Для (16) выполнено условие сохранения числа частиц, движущихся в гармоническом потенциале $\sum_n P_n(t)=1$. Можно показать также, что $\varepsilon=\sum_n P_n\varepsilon_n$, где $\varepsilon_n=\hbar\omega(n+1/2)$.

Легко видеть, что заселенности (16) неотрицательны при выполнении неравенства (13)

$$\varepsilon>\omega\hbar/2. \tag{17}$$

Удержим первый член разложения $P_n(t)$ в ряд по степеням $(\omega\hbar)/(2\varepsilon)$

$$P_n(t)\simeq\frac{\omega\hbar}{\varepsilon}\left(1-\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon}+\ldots\right). \tag{18}$$

Неравенство $\varepsilon>\varepsilon_n$ определяет глубину проникновения КЧ в кристалл, начиная с которой заселенности перестают зависеть от номера квантового состояния. Найдем вид функции распределения КЧ в этой области в зависимости от поперечной энергии, которая изменяется непрерывным образом $\varepsilon_\perp\simeq n\omega\hbar$, так как квантовые уровни неразличимы между собой. В квазиклассическом пределе, устремляя $\hbar\to 0$, получим

$$\lim_{\hbar\to 0}\frac{P_n(t)}{2\pi\hbar}=\frac{\omega}{2\pi\varepsilon}\exp(-\varepsilon_\perp/\varepsilon). \tag{19}$$

Функция распределения (19), описывающая хаотическое движение, была получена при исследовании процесса наступления хаоса в потоке КЧ с помощью уравнения Фоккера—Планка [5, 6].

Список литературы

[1] *Базылев В. А., Глебов В. И., Головизнин В. В.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 1 (7). С. 25—36.
[2] *Andersen J. U., Bonderup E., Lagsgaard E.* et al. // Phys. Scr. 1983. Vol. 28. P. 308—330.
[3] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
[4] *Татарский В. И.* // УФН. 1983. Т. 139. № 4. С. 587—619.
[5] *Кощеев В. П., Боярко Е. Ю., Веригин А. А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 22. С. 1361—1363.
[6] *Кощеев В. П., Крючков Ю. Ю., Боярко Е. Ю.* и др. // Вопр. атомн. науки и техники. Общая и ядерная физика. 1987. № 1 (37). С. 43—45.
[7] *Scheuter F., Hofmann H.* // Nucl. Phys. 1983. Vol. A394. P. 477—500.

Московский институт нефти и газа
им. И. М. Губкина

Поступило в Редакцию
8 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
10 июля 1989 г.

05; 07 *Журнал технической физики, т. 60, в. 7, 1990*

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ ПОРОГА ПОВРЕЖДЕНИЯ ГЕРМАНИЯ И АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

А. П. Степовик

Явление хрупкого разрушения полупроводниковых кристаллов Si, Ge и InSb при облучении короткими импульсами высокоэнергетичных электронов впервые описано в [1]. В более поздних работах [2, 3] были получены пороговые значения энерговыделений в Si, Ge и GaAs при облучении образцов различной толщины импульсами электронов, а в [4] наблюдали разрушение этих материалов сильноточными пучками ионов.

Один из основных выводов [1-4] состоит в том, что разрушение кристаллов происходит вследствие термоудара. Быстрое выделение энергии приводит к возникновению термоупругих напряжений. вызывающих разрушение облучаемого материала.

Известно [5, 6], что величина максимальных возникающих напряжений зависит от времени выделения энергии в материале. С увеличением длительности облучения будет происходить все большая его разгрузка за время действия излучения и величина энерговыделения за импульс, требуемая для разрушения материала, должна увеличиваться. Целью настоящей работы явилось выяснение влияния длительности облучения на величину энерговыделения в полупроводниковых материалах Ge и GaAs, приводящую к их разрушению.

Образцы Ge имели размер $1.5\times1.5\times0.16$ мм и конечную обработку плоскостей — либо полировку, либо шлифовку с последующим травлением. Образцы GaAs имели размер $1.5\times\times1.5\times0.2$ мм и конечную обработку плоскостей — шлифовку.

Облучение проводили электронным и рентгеновским излучениями различной длительности. При этом обеспечивали энерговыделение по объему образца, близкое к равномерному. Диапазон изменения отношения τ/T, где τ — длительность импульса излучения, а T — характерное время разгрузки, равное отношению толщины образца к скорости звука, составлял от $\sim3.5\cdot10^{-2}$ до ~10. В каждом опыте одновременно облучали по 100. . .150 кристаллов при общем их числе около 10 тысяч.

В результате облучения было обнаружено повреждение образцов в зависимости от величины энерговыделении за импульс, которое заключалось в появлении трещин и разделении образцов на 2 и более частей. Заметим, что разделение образцов на 2 и более число частей характеризуется в [1, 2,] термином «разрушение». Нами для описания результатов облуче-