

ции составляла 400 °С при времени обработки 15 мин. Дейтерий использовался вместо водорода для повышения чувствительности измерения профиля концентрации водорода в методе масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ). Эти измерения проводились на ионном микроанализаторе IMS-3f, для распыления использовались ионы $^{133}\text{Cs}^+$, ускоряющее напряжение составляло 10 кВ, ток ионного пучка — $(3\div 4)\cdot 10^{-9}$ А. Абсолютная градуировка по концентрации проводилась с помощью измерения профиля дейтерия в имплантированных дейтерием образцах GaAs. Градуировка по глубине делалась с помощью определения профилометром глубины кратера, выравленного в образце распыляющим ионным пучком. Подробнее методика описана в [6].

На рисунке представлены профили МСВИ для дейтерия и кремния в двух образцах с исходными концентрациями электронов $4\cdot 10^{18}$ и $2\cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Как хорошо видно, профиль дейтерия в точности воспроизводит профиль кремния, что говорит в пользу пассивации посредством образования электрически нейтральных пар. Отметим все же, что концентрация дейтерия во всех точках профиля заметно выше, чем концентрация кремния. По-видимому, водород может находиться в кристалле не только в форме комплекса с донорами. В принципе, это мог бы быть молекулярный водород, но трудно себе представить, что профиль его распределения повторяет профиль распределения комплексов водорода с донорами. Аналогичное превышение концентрации дейтерия над концентрацией доноров наблюдали и авторы [4]. Поскольку в [4] концентрация доноров определялась из электрических измерений, оставался вопрос: не связано ли это с конечной степенью компенсации образцов. Наши измерения отвечают на этот вопрос отрицательно.

В заключение авторы выражают благодарность К. С. Голованивскому, А. А. Балмашнову и Э. Кампсу за проведение гидрогенизации образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lagowski J., Kaminska M., Parsey J. M., Gatos H. C., Lichtensteiger M. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 11, p. 1078—1080.
- [2] Chevallier J., Dautremont-Smith W. C., Tu C. W., Pearton S. J. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 2, p. 108—110.
- [3] Pearton S. J., Dautremont-Smith W. C., Chevallier J., Tu C. W., Cummings K. D. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2821—2827.
- [4] Chevallier J., Jalil A., Azoulay R., Mircea A. — In: Def. Semicond. / Ed. by H. J. von Bardeleben. Switzerland, 1986, v. 10-12, p. 591—595.
- [5] Балмашнов А. А., Голованивский К. С., Кампс Э. К., Омеляновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 24, с. 1486—1489.
- [6] Бородина О. М., Гиммельфарб Ф. А., Орлов П. Б., Ухорская Т. А. — ЖАХ, 1986, № 12, с. 2164—2174.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 24.06.1988
Принято к печати 22.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

«БЕСТОКОВОЕ» ПЛАНАРНОЕ МАГНИТОУСИЛЕНИЕ ГИДРО- И МЕЗОЗВУКА В ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Липник А. А.

В работе [1] рассчитан коэффициент бестокового магнитоусиления гиперзвука при планарной конфигурации векторов \mathbf{q} , \mathbf{B} , \mathbf{E}_0 (\mathbf{q} — волновой вектор УЗ волны, \mathbf{B} — магнитная индукция, \mathbf{E}_0 — тянущее электрическое поле), но

лишь для простейшей модели полупроводника с изотропной (стандартной) зоной и изотропным рассеянием. Более низкие частоты («гидродинамические» и «промежуточные») не рассматривались. В нашей работе данные [1] обобщаются на случай анизотропной (однодолинной) зоны и анизотропного рассеяния (с учетом анизотропии пьезоэлектрического и потенциал-деформационного взаимодействия УЗ волны с носителями тока) в области гидро- и мезозвука.

Учет анизотропии приводит к новым особенностям усиления, которые наиболее ярко проявляются именно на гидро- и мезозвуке.

В работе [2] рассчитан электронный коэффициент поглощения (усиления) мезозвука (Γ_e) при $B=0$ (в линейном по E_0 приближении).

Анализ показывает, что включение магнитного поля приводит лишь к замене бесполевого тензора «парциальной» подвижности $\hat{\mu}(x)$ (см. формулу (11) в [2]) на тензор парциальной подвижности в магнитном поле $\mu^B(x)$, вид которого приведен в [3] [формула (2)].

Пусть \mathbf{q} , \mathbf{B} и E_0 лежат в одной плоскости с осью симметрии C_6 гексагонального кристалла (например, CdS, CdSe, ZnS, ZnO), причем $E_0 \perp \mathbf{q}$, вектор \mathbf{B} составляет некоторый угол φ с вектором \mathbf{q} , составляющим с осью C_6 некоторый угол θ . Вдоль \mathbf{q} и в направлении y , перпендикулярном плоскости (\mathbf{q}, \mathbf{B}) , образец разомкнут.

Требую отсутствия тока вдоль \mathbf{q} и y и исключая из Γ_e компоненты электрического поля E_q и E_y , найдем искомый коэффициент поглощения (усиления) мезозвука:

$$\Gamma_e \approx \Gamma_0^B (1 - \bar{v}_q v_s^{-1}), \quad (1)$$

$$\bar{v}_q = E_0 \Delta_{qE}^{-1} \{ \langle v_B, \mu_{qE}^B(x) \rangle \Delta_{qB} - \langle v_B, \mu_{qq}^B(x) \rangle \Delta_{qq} - \langle v_B, \mu_{yy}^B(x) \rangle \Delta_{yy} \}, \quad x = \varepsilon / k_0 T, \quad (2)$$

где Γ_0^B — коэффициент поглощения мезозвука в магнитном поле при $E_0 = 0$ (см. Γ_e в формуле (3) [3]) и

$$\Delta_{qq} = \mu_{qE}^B \mu_{yy}^B - \mu_{qq}^B \mu_{yE}^B, \quad \Delta_{qE} = \mu_{qq}^B \mu_{yy}^B + (\mu_{yy}^B)^2, \quad \Delta_{yy} = \mu_{qq}^B \mu_{yE}^B + \mu_{yy}^B \mu_{qE}^B, \quad (3)$$

$\mu_{qE}^B(x)$, $\mu_{yy}^B(x)$, $\mu_{qy}^B(x)$ — свертки тензора $\hat{\mu}^B(x)$ с единичными векторами $\mathbf{q}\mathbf{q}^{-1}$, $E_0 E_0^{-1}$ и y ; μ_{qE}^B и др. — аналогичные свертки тензора подвижности $\langle \hat{\mu}^B(x) \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ — символ обычного «кинетического» среднего, v_s — скорость УЗ волны.

Символ $\langle v_B, \mu(x) \rangle$ означает для любой функции $\mu(x)$

$$\begin{aligned} \langle v_B, \mu(x) \rangle &= \frac{2}{3} \left[\int_0^\infty v_B (1 + v_B^2)^{-1} \sqrt{x} f_0' dx \right]^{-1} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{v_B}{1 + v_B^2} \{ (x^{3/2} \mu)' f_0 + 2x^{3/2} \mu(x) f_0'' (1 + v_B^2)^{-1} \} dx, \end{aligned} \quad (4)$$

$$v_B = (2q\varepsilon / 3ev_s) \mu_{qy}^B(x), \quad (5)$$

f_0 — равновесная функция распределения, штрих означает производную по x .

Рассмотрим характерные частные случаи.

1. $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 45^\circ$, $\mu B \gg 1$:

$$\bar{v}_q \approx E_0 \frac{\langle v_1, \mu_1(x) \rangle - \langle \mu_1 \rangle \langle v_1, 1 \rangle}{1 + \langle \mu_1(x) \rangle \langle \mu_1^{-1}(x) \rangle}, \quad (6)$$

где

$$v_1 = v_B (\mu_{qq}^B \rightarrow 1/2 \mu_1(x)). \quad (6a)$$

2. $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 0$, $\mu B \gg 1$:

$$\bar{v}_q \approx E_0 \frac{\langle \mu_\infty \rangle \langle v_\infty, x \rangle - \langle x \rangle \langle v_\infty, \mu_\infty \rangle}{\langle \mu_\infty \rangle \langle \mu_\infty^{-1} \rangle + \langle x \rangle^2}, \quad (7)$$

где

$$\nu_{\infty} = \nu_B (\mu_{qg}^B \rightarrow \mu_{\infty}), \quad \mu_{\infty} = 2\mu_1\mu_3 (\mu_1 + \mu_3)^{-1}, \quad \mu_a = \frac{1}{2} (\mu_1 + \mu_3), \quad x = (\mu_1 - \mu_3) (\mu_1 + \mu_3)^{-1}. \quad (8)$$

μ_i — главные компоненты тензора $\hat{\mu}(x)$.

Γ_g для гидрозвука отличается от Γ_e для мезозвука лишь заменой

$$\langle \nu_B, \mu(x) \rangle \rightarrow \frac{\partial}{\partial (\ln n_0)} \langle \mu(x) \rangle. \quad (9)$$

Здесь n_0 — равновесная концентрация носителей тока; в теории учтена зависимость подвижности носителей $\langle \mu \rangle$ от n_0 .

Для получения численных оценок \bar{v}_q , а следовательно, и величины порогового поля E_t , удобно рассмотреть случай предельного фермиевского вырождения и одновременно степенной зависимости тензора времени релаксации импульса: $\hat{\tau}_p \propto x^{\nu}$. Тогда вместо (6) и (7) получим для гидрозвука соответственно

$$\bar{v}_q \approx {}^{1/3}\nu\mu_{\infty}(z) E_0, \quad \bar{v}_q \approx -{}^{2/3}\nu\kappa_0\mu_{\infty}(z) E_0, \quad (10)$$

где κ_0 равно κ при $\epsilon = k_0 T$, а z — приведенный химический потенциал при $T=0$. (Заметим, что при $\nu_B \gg 1$ результат для мезозвука почти в точности совпадает с таковым для гидрозвука). Из (10) видно, что, как и в [1], пороговое поле существенно зависит от механизма рассеяния. При смене последнего может даже меняться направление E_0 , вызывающего усиление.

Как и в [1], при $\mu B \gg 1$ пороговое поле бестокового планарного усиления не зависит от B и может быть того же порядка, что и при усилении дрейфом носителей (когда $v_q \approx \mu E_0$). В случае $\varphi=0$ (т. е. $\mathbf{B} \parallel \mathbf{q}$) усиление возможно только при анизотропной подвижности (пороговое поле $\propto \kappa^{-1}$). Отношение пороговых полей в случаях $\varphi=0$ и $\varphi=45^\circ$, как следует из (10), равно -2κ и при сильной анизотропии может быть порядка единицы. Так будет, например, в ZnS, в области, где превалирует пьезоэлектрическое рассеяние, обладающее сильной анизотропией: $(\mu_1/\mu_3) \approx 3$.

Интересно, что поворот вектора \mathbf{B} на 90° в плоскости (\mathbf{q}, C_6) (при $\theta=45^\circ$) изменяет знак порогового поля. Отметим, что бестоковое усиление возможно и при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$, но при $\mu B \gg 1$ пороговое поле очень велико ($\propto B^2$). Кроме того, для усиления здесь требуется, чтобы разные компоненты тензора $\hat{\tau}_p$ по-разному зависели от ϵ .

Бестоковое планарное усиление мезозвука возможно при любой степени ферми-вырождения (в том числе в невырожденном газе), в то время как для гидрозвука требуется вырождение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Эпштейн Э. М. — ФТП, 1982, т. 16, в. 12, с. 2185—2187.
- [2] Липник А. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1977, № 2, с. 87—92.
- [3] Липник А. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1975, № 10, с. 138.

Киевский торгово-экономический институт
Черновицкий филиал

Получено 25.06.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ВНУТРЕННИЕ УПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ГАДОЛИНИЕМ

Кустов В. Е., Трипачко Н. А., Чесноков С. А.,
Шаховцов В. И., Шиндич В. Л.

Комплексные исследования поведения редкоземельных элементов (РЗЭ) в Si позволили предположить [1, 2], что их влияние на физические свойства Si в основном связано с образованием преципитатов РЗЭ, окруженных областями