

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛН В КРЕМНИИ, КОМПЕНСИРОВАННОМ МАРГАНЦЕМ ПРИ ОДНООСНОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Бахадырханов М. К., Хамидов А., Илев Х. М.,
Парманкулов И. П.

Приводятся экспериментальные результаты исследований одноосной упругой деформации на условия возбуждения рекомбинационных волн (РВ) и на параметры колебаний тока, генерируемых в образцах Si⟨Mn⟩ с различной степенью компенсации и кристаллографическими направлениями [111], [110], [100].

Установлено, что при увеличении давления в интервале значений $X = (10^5 \div 4 \cdot 10^8)$ Па пороговое поле возбуждения РВ в сильно компенсированных образцах Si⟨Mn⟩ уменьшается, а пороговая частота увеличивается. При этом амплитуда колебания I_k увеличивалась от 0.5 до 7.5 мкА, т. е. примерно в 15—16 раз, а частота колебаний f_k уменьшалась незначительно: от 2.7 до 2.2 кГц. При этом скорости изменения пороговых величин РВ и параметров колебаний тока оказались наибольшими для направления сжатия [111]. Для перекомпенсированных образцов Si⟨Mn⟩ n -типа характер этих зависимостей оказался противоположным независимо от направления сжатия. При этом изменение частоты колебаний f_k примерно в 1.4 раза превосходит, а амплитуда колебаний I_k в 4 раза меньше соответствующих параметров для сильно компенсированных образцов.

Полученные результаты были объяснены различной скоростью изменения степени заполнения уровня марганца $E_c - 0.55$ эВ в зависимости от направления сжатия, приводящего к увеличению концентрации электронов в зоне проводимости. При этом величина коэффициента α , характеризующего пороговое поле, в сильно компенсированных образцах увеличивается, а в перекомпенсированных образцах уменьшается. Это определяет характер зависимости пороговых величин от давления.

Как известно, [1-4] в компенсированных полупроводниках с глубокими уровнями при определенных условиях возбуждаются рекомбинационные волны (РВ). При этом в полупроводниковом кристалле генерируются квазигармонические, синусоидальные колебания тока звуковой частоты.

В работах [4-8] было показано, что условия возбуждения РВ и параметры колебаний тока, генерируемых при этом в компенсированных образцах кремния и германия, существенно зависят от внешних воздействий. Авторами работ [9] впервые было исследовано влияние локальной деформации на параметры медленных РВ в кремнии, компенсированном цинком, где локальное давление прилагалось вдоль направления [111].

В данной работе приводятся экспериментальные результаты исследований влияния одноосного сжатия на условия возбуждения медленных РВ и на параметры колебаний тока, генерируемых в образцах Si⟨Mn⟩ с различной степенью компенсации и кристаллографическими направлениями [111], [110], [100]. Такие исследования не только позволяют выяснить возможность управления условием возбуждения и параметрами РВ, но также представляют большой интерес в разработке новых типов датчиков температуры и давления на основе РВ с модулированным выходным сигналом.

Компенсированные образцы были изготовлены на основе исходного кремния марки КДБ с удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом·см диффузионным легированием марганцем из газовой фазы.

Для исследований выбирались сильно компенсированные и перекомпенсированные образцы n -типа, в которых при нормальных условиях возбуждались.

РВ. Удельное сопротивление этих образцов при комнатной температуре составляло $\sim 10^5$ Ом·см. Этому соответствует значение уровня Ферми для сильно компенсированных образцов $F_p = E_p + 0.46 (\pm 0.03)$ эВ, для перекомпенсированных образцов n -типа $F_n = E_c - 0.50 (\pm 0.03)$ эВ.

Исследуемые образцы имели размеры $1.5 \times 2 \times 4$ мм с кристаллографическими направлениями $[111]$, $[110]$, $[100]$ вдоль большого ребра. Одноосное

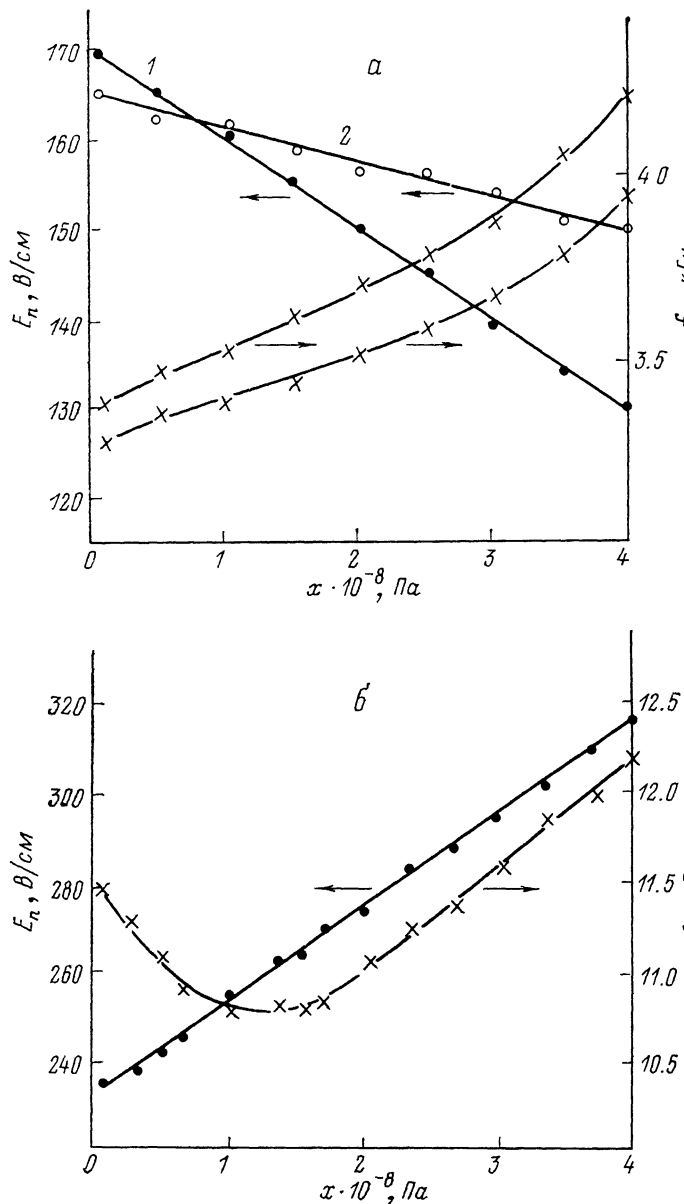


Рис. 1.

a — зависимости порогового поля E_n и пороговой частоты f_n от давления X . Направление сжатия: 1 — $[111]$, 2 — $[100]$. Сильно компенсированный образец Si(Mn) p -типа; $\rho = 1.1 \cdot 10^5$ Ом·см; b — зависимости порогового поля E_n и пороговой частоты f_n от давления X . Направление сжатия $[111]$. Перекомпенсированный образец Si(Mn) n -типа; $\rho = 1.4 \cdot 10^5$ Ом·см.

сжатие образцов осуществлялось на специальной установке $[10]$, с помощью которой можно было создавать давления в интервале от 10^5 до 10^9 Па. При исследованиях нижняя граница давления ограничивалась атмосферным, а верхняя граница давления X , равная $4 \cdot 10^8$ Па, определялась площадью поперечного сечения образца и хрупкостью компенсированного кремния.

Измерение параметров РВ при одноосном упругом сжатии производилось по методике, описанной в работе [5], где было показано, что в образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ с $\rho = (10^3 \div 10^5)$ Ом·см при $T = 300$ К и полях $E = (30 - 200)$ В/см могут существовать электрические неустойчивости типа медленных РВ. При этом в образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ наблюдаются квазигармонические, синусоидальные колебания тока звуковой частоты с амплитудой $I_k = (10^{-7} \div 10^{-8})$ А.

Для сильно компенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ с $\rho = 1.1 \cdot 10^5$ Ом·см зависимости порогового поля E_n и пороговой частоты f_n колебаний от одноосного упругого сжатия при условиях $\{I \parallel X \parallel [111]\}$ и $\{I \parallel X \parallel [100]\}$ приведены на рис. 1, а. Как видно из рис. 1, а, пороговое поле E_n линейно уменьшается с увеличением давления X . При этом скорость изменения E_n в направлении сжатия $[111]$ больше, чем в направлении $[100]$. Пороговая частота f_n независимо от направления сжатия увеличивается почти по прямолинейному закону с увеличением X . На рисунке не приведены зависимости E_n и f_n для направления сжатия $[110]$, так как давление X в этом направлении оказывало малое влияние на условия возбуждения РВ и на параметры колебаний тока.

Такие же исследования проводились для перекомпенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ n -типа с $\rho = 1.4 \cdot 10^5$ Ом·см. Как показали экспериментальные результаты, изменения пороговых величин РВ и параметров колебаний тока от давления X в перекомпенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ оказались наибольшими при направлении сжатия вдоль оси $[111]$. Поэтому на рис. 1, б приведены зависимости порогового поля E_n и пороговой частоты f_n от давления X только при направлении сжатия вдоль оси $[111]$. Как видно из рисунка, пороговое поле E_n линейно увеличивается с увеличением X , а пороговая частота f_n при малых значениях X сначала уменьшается, а затем увеличивается почти по линейному закону.

Как показали экспериментальные результаты, характер зависимостей параметров колебаний тока, связанный с возбуждением медленных РВ в компенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$, не зависит от направления сжатия. На рис. 2, а приведены зависимости амплитуды колебаний I_k и частоты колебаний f_k от давления X для двух направлений сжатия. Из рисунка видно, что скорости изменения параметров колебаний I_k и f_k в зависимости от давления X больше при направлении сжатия $[111]$. Кроме того, надо отметить, что в исследованных интервалах давлений ($10^5 \div 4 \cdot 10^8$) Па частота колебания f_k уменьшается незначительно: от 2.7 до 2.2 кГц, в то же время амплитуда колебания I_k возрастает от 0.5 до 7.7 мкА, т. е. I_k увеличивается в 15—16 раз, что соответствует более высокой чувствительности амплитуды колебаний к давлению, чем при обычной тензочувствительности образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ [11].

На рис. 2, б приведены зависимости параметров колебаний тока, от давления X в направлении сжатия $[111]$ при постоянном электрическом поле для перекомпенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ n -типа. Как видно из рис. 2, б, с увеличением давления амплитуда колебания I_k линейно уменьшается, а частота колебаний f_k линейно растет. При этом изменение частоты колебаний f_k примерно в 1.4 раза превосходит, а амплитуда колебаний I_k в 4 раза меньше соответствующих параметров для сильно компенсированных образцов.

Таким образом, установлено, что характер зависимостей пороговых величин РВ и параметров колебаний тока от давления X в перекомпенсированных образцах независимо от направления сжатия противоположен, чем у сильно компенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$.

Данные зависимости по своему характеру соответствуют результатам работы [9]. Однако, как показано в этой работе, при локальной деформации изменение основных параметров РВ начинается в области более высоких давлений ($X > 10^9$ Па). При этом относительное изменение амплитуды в образцах $\text{Si}\langle\text{Zn}\rangle$ не превышает 30 % [9], тогда как при одноосном сжатии изменение параметров РВ в образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ наблюдается в области низких давлений ($X > 10^7$ Па) и амплитуда увеличивается в 15—16 раз. Что касается порогового поля E_n и пороговой частоты f_n , то их чувствительность к давлению X выше в образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$, чем в образцах $\text{Si}\langle\text{Zn}\rangle$ [9].

Как было показано на рис. 1, а и 2, а, при одноосном упругом сжатии компенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ с увеличением давления X изменение поро-

говых величин E_n , f_n и параметров колебания I_k , f_k наибольшее для направления сжатия вдоль оси [111]. Известно [12], что при сжатии кристаллов кремния вдоль оси [100] при относительно малых давлениях ($X < 10^9$ Па) уровень Ферми поднимается с ростом давления со скоростью $0.8 \cdot 10^{-11}$ эВ/Па, а при сжатии вдоль оси [111] уровень Ферми опускается вниз в сторону потолка

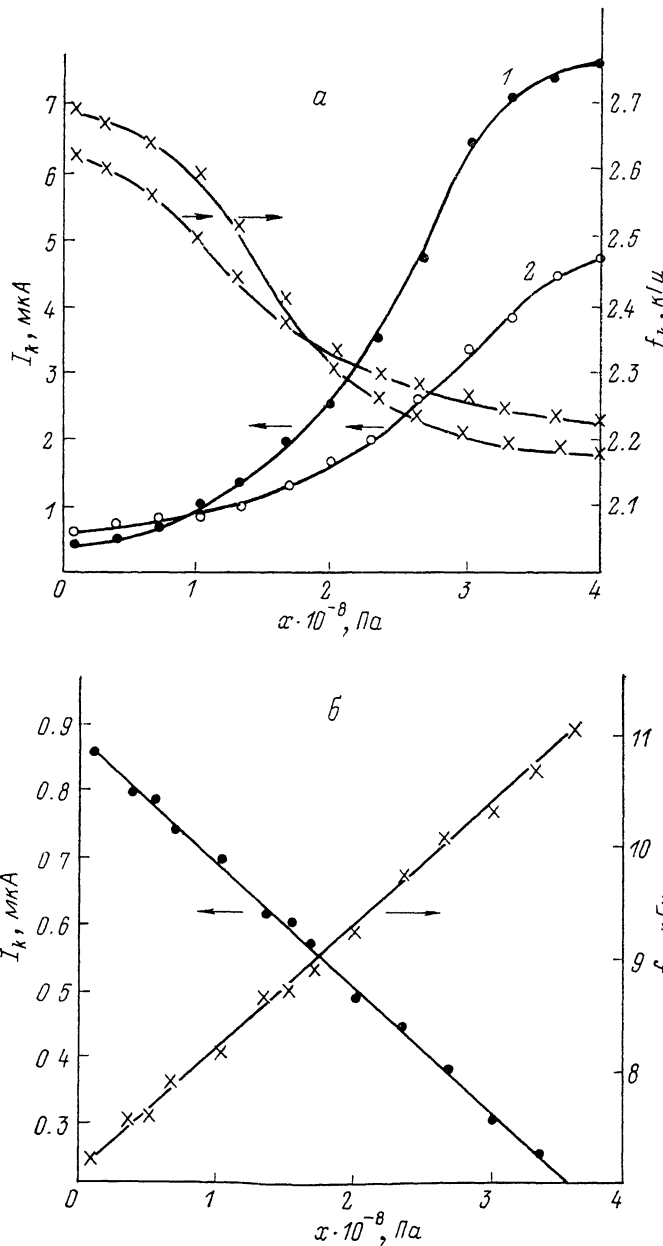


Рис. 2.

а — зависимости параметров колебаний от давления X при $E=180$ В/см. Направление сжатия: 1 — [111]; 2 — [100]. Сильно компенсированный образец p-типа; $\rho=1.1 \cdot 10^8$ Ом·см; б — зависимости параметров колебаний от давления X при $E=300$ В/см. Направление сжатия [111]. Перекомпенсированный образец Si < Mn > n-типа; $\rho=1.4 \cdot 10^8$ Ом·см.

валентной зоны со скоростью $2.0 \cdot 10^{-11}$ эВ/Па. При этом уровень марганца $E_c - 0.55$ эВ независимо от направления сжатия смещается вверх со скоростями $2.36 \cdot 10^{-11}$ и $1.3 \cdot 10^{-11}$ эВ/Па для направлений сжатия [100] и [111] [13]. Отсюда следует, что уровень Ферми и уровень марганца $E_c - 0.55$ эВ удаляются друг от друга со скоростью $3.3 \cdot 10^{-11}$ эВ/Па при направлении сжатия [111] и со

скоростью $1.56 \cdot 10^{-11}$ эВ/Па при направлении [100]. Это приводит к различной скорости изменения степени заполнения уровня марганца $E_c - 0.55$ эВ. Поэтому относительное изменение концентрации электронов в зоне проводимости в образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ является наибольшим при направлении сжатия вдоль оси [111]. Увеличение концентрации неосновных носителей, в данном случае электронов, приводит к увеличению значения коэффициента α , от величины которого зависит пороговое поле E_n возбуждения медленных РВ в полупроводниках [1].

Коэффициент α определяется для полупроводника p -типа выражением

$$\alpha = n\tau_p / p\tau_n, \quad (1)$$

где n и τ_n — концентрация и время жизни неосновных носителей — электронов; p и τ_p — концентрация и время жизни основных носителей — дырок.

Кроме того, как видно из формулы (1), значение α определяется не только соотношением концентрации носителей тока, но и соотношением их времен жизни τ_p и τ_n . Как было показано в работе [14], при комнатной температуре в интервале давлений $10^5 \div 5 \cdot 10^8$ Па время жизни носителей уменьшается незначительно. Но при этом соотношении их значений практически остается постоянным, и поэтому влияние изменений τ_p и τ_n на величину α не учитывается.

Как известно из теории [1], пороговое поле возбуждения медленных РВ E_n и пороговая частота f_n связаны с параметром α следующими выражениями:

а) для полупроводников p -типа

$$E_n = \frac{\sqrt{D_n/\tau_n}}{\mu_n} \frac{(1 + \sqrt{\alpha + 1})}{\sqrt{\alpha - 1}}, \quad (2)$$

$$f_n = \frac{1}{2\pi\tau_p} \sqrt{(\alpha - 1)\sqrt{\alpha + 1}}; \quad (3)$$

б) для полупроводников n -типа

$$E_n = \frac{\sqrt{D_p/\tau_p}}{\mu_p} \frac{(1 + \sqrt{\alpha + 1})}{\sqrt{\alpha - 1}}, \quad (4)$$

$$f_n = \frac{1}{2\pi\tau_n} \sqrt{(\alpha - 1)\sqrt{\alpha + 1}}, \quad (5)$$

где D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок.

Из формул (2)–(5) видно, что с увеличением α значение E_n уменьшается, а f_n увеличивается. Если значения α приближаются к единице, то E_n растет до бесконечности, а f_n приближается к нулю. Поэтому одним из критериев возбуждения РВ в полупроводниках является $\alpha > 1$. Таким образом, как было сказано выше, в сильно компенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ с увеличением давления X увеличивается параметр α . Это приводит к уменьшению порогового поля E_n и к увеличению пороговой частоты f_n рекомбинационных волн в сильно компенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ p -типа (рис. 1, а).

Вышеописанный механизм влияния давления на степень заполнения глубоких уровней справедлив и для перекомпенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ n -типа, т. е. здесь также происходит увеличение концентрации электронов в зоне проводимости. Однако это приводит теперь к уменьшению параметра α , так как для полупроводников n -типа он определяется выражением [1]

$$\alpha = p\tau_n / n\tau_p. \quad (6)$$

Поэтому в перекомпенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ при увеличении давления X из-за уменьшения значения α увеличивается пороговое поле E_n возбуждения РВ (рис. 1, б). При этом пороговая частота f_n сначала уменьшается, согласно формуле (5), но затем при значениях давлений $X > 1.5 \cdot 10^8$ Па она возрастает, что, по-видимому, связано с более сильным уменьшением времени жизни электронов τ_n в этой области давлений [14].

Кроме того, из результатов, приведенных на рис. 1, а и б, следует, что значения порогового поля возбуждения E_n и пороговой частоты f_n для перекомпенсированных образцов больше, чем в сильно компенсированных образцах. Это следует, также из сравнения формул (2) с (4) и (3) с (5). Предположим, что параметры α в образцах n - и p -типа мало отличаются друг от друга и будем считать, что $D_p/\tau_p \approx D_n/\tau_n$. Тогда значение E_n , как следует из формул (2) и (4), будет определяться значением подвижности неосновных носителей тока. Поскольку в кремнии подвижность дырок μ_p меньше, чем подвижности электронов μ_n , пороговое поле E_n для n -типа кремния будет больше, чем в кремнии p -типа. Значение пороговой частоты f_n , как следует из формул (4) и (5), при равенстве коэффициента α определяется временем жизни основных носителей. В кристаллах $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ уровень марганца находится в двукратно положительно заряженном состоянии, что обуславливает большое время жизни дырок τ_p в образцах p -типа, чем время жизни электронов τ_n в образцах n -типа. Поэтому, на наш взгляд, значения пороговой частоты f_n РВ в перекомпенсированных образцах n -типа будут больше, чем в компенсированных образцах p -типа.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Константинов О. В., Перель В. И. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 11. С. 3364—3371; Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Г. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 6. С. 1761—1770.
- [2] Карпова И. В., Калашников С. Г. // Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. В. 11. С. 954—956.
- [3] Карпова И. В., Kalashnikov S. G., Konstantinov O. V., Perel V. I., Tsarenkov G. V. // Phys. St. Sol. 1969. V. 33. N 2. P. 863—872.
- [4] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 6. С. 1494—1504.
- [5] Бахадырханов М. К., Парманкулов И. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1646—1650.
- [6] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 10. С. 1441—1446; 1970. Т. 4. В. 11. С. 2115—2124; 1973. Т. 7. В. 4. С. 825—826.
- [7] Карпова И. В., Калашников С. Г., Константинов О. В., Перель В. И. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1155—1157.
- [8] Корнилов Б. В., Привезенцев В. В. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 11. С. 63—67.
- [9] Корнилов Б. В., Привезенцев В. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 1. С. 99—103.
- [10] Бахадырханов М. К., Абдураимов А., Хамидов А., Иллев Х. М., Зикриллаев Х. Ф. // ПТЭ. 1988. № 4. С. 174—176.
- [11] Хамидов А. // Автореф. канд. дис. Л., 1984.
- [12] Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. М., 1979. 168 с.
- [13] Абдураимов А. // Автореф. канд. дис. Кишинев, 1990.
- [14] Тарасик М. И., Ткачев В. Д., Янченко А. М. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 99—103.

Ташкентский политехнический институт

Получена 28.01.1991
Принята к печати 18.05.1991