

РАЗНОВИДНОСТЬ  
НЕКЛАССИЧЕСКОГО ТЕРМОИНЖЕКЦИОННОГО ТОКА  
В КАРБИД-КРЕМНИЕВЫХ  $p-n$ -СТРУКТУРАХАникин М. М., Евстропов В. В., Попов И. В.,  
Стрельчук А. М., Сыркин А. Л.

Показано, что в эпитаксиальных  $p-n$ -структурах на основе карбида кремния политипа  $6H$ , полученных методом сублимации с ионным легированием и методом жидкофазной эпитаксии, при прямом смещении в диапазонах температур 300—800 К и токов  $10^{-4}$ — $10^0$  А/см<sup>2</sup> существует термоинжекционный ток  $J=J_0 \exp(qU/\beta kT)$ , характеризующийся неклассическим значением  $\beta=6/5$ , не зависящим от температуры. При этом предэкспоненциальный множитель  $J_0$  зависит от обратной температуры экспоненциально с энергией активации  $E_a \approx E_g/\beta$ .

Экспериментальные данные удовлетворяют термоинжекционной модели — расширенной теории Шокли—Нойса—Саа: рекомбинации в слое объемного заряда  $p-n$ -перехода через многоэлектронный центр. Под полученным в работе значением  $\beta=6/5$  подразумевается пятиэлектронный центр с 4 мелкими (термализованными) и 1 глубоким (нетермализованным) уровнями.

Обнаружено, что многоэлектронные рекомбинационные центры в структурах, полученных методом жидкофазной эпитаксии, отличаются от центров в структурах, полученных методом сублимации и ионного легирования, меньшей глубиной залегания мелкого уровня.

1. Настоящая работа является продолжением [1] по изучению механизма тока в карбид-кремниевых  $p-n$ -структурах. Как известно [2, 3], в SiC  $p-n$ -структурах ранее наблюдался ток  $J=J_0 \exp(qU/\beta kT)$  с дробными значениями  $\beta=1.2$ — $1.8$  при комнатной температуре. Однако доказательств термоинжекционной природы тока не приводилось. В работе [1] обнаружен термоинжекционный ток с  $\beta=3/2$ , не зависящим от температуры. В настоящей работе показывается существование термоинжекционного тока с  $\beta=6/5$  в структурах, полученных разными технологическими методами. Как будет показано, такое значение  $\beta$  соответствует разновидности неклассического термоинжекционного тока, описываемой моделью Шокли—Нойса—Саа, обобщенной на случай многоэлектронного центра.

2.  $p-n$ -Структуры, в которых возможно появление рекомбинационного тока с дробным значением  $\beta=6/5$ , были получены двумя способами: 1)  $n$ -область формировалась сублимацией, а  $p$ -область — ионным легированием (такой метод получения  $p-n$ -структур будем в дальнейшем для краткости называть ИЛ) [4]; 2)  $n$ - и  $p$ -области получались в одном технологическом процессе методом бесконтейнерной жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [5].

В качестве подложек служили кристаллы политипа  $6H$ -SiC, полученные методом Лели, с концентрацией нескомпенсированных доноров  $N_D-N_A==(1\div 5) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

В  $p-n$ -структурах, полученных методом ИЛ, концентрация нескомпенсированных доноров в  $n$ -области эпитаксиального слоя составляла  $N_D-N_A==(0.5\div 2) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а концентрация нескомпенсированных акцепторов в  $p$ -области, полученной ИЛ,  $N_A-N_D=5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. В  $p-n$ -структурах, полученных методом ЖФЭ, концентрации  $N_D-N_A$  и  $N_A-N_D$  составляли соответственно  $(0.5\div 1) \cdot 10^{18}$  и  $(0.2\div 1) \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Путем ионно-плазменного травления были изготовлены меза-структуры диаметром 300 мкм. Омический контакт к  $p^+$ -области создавался напылением алюминия, а к  $n$ -области — напылением хрома.

Линейная зависимость  $C^{-2}(U)$  свидетельствует о том, что  $p-n$ -переход резкий. Исследования проведены в диапазоне температур 300–800 К. Для значений параметров вольтамперных характеристик (ВАХ) вычислена среднеквадратичная ошибка.

3. Как правило, ВАХ состоит из двух экспоненциальных участков вида  $J = J_0 \exp(qU/\epsilon)$  (рис. 1, 2), причем при комнатной температуре верхний участок имеет одинаковую характеристическую энергию  $\epsilon = 30 \pm 1$  мэВ. Однако предэкспоненциальный множитель  $J_0$  у структур, полученных методом ИЛ, выше, чем у структур, полученных ЖФЭ (рис. 3, а). Температурные исследования верхних участков показали,

что они экспоненциальны при всех температурах, а характеристическая энергия с температурой растет линейно:  $\epsilon = \beta kT$  (рис. 3, б), где  $\beta$  не зависит от температуры и равен  $1.19 \pm 0.03$ . Предэкспоненциальный множитель  $J_0$  термоактивационно зависит от температуры:  $J_0 = J_0^* \times \exp(-E_a/kT)$ . Считая  $J_0^*$  температурно независимым, получаем  $E_a = 2.49 \pm 0.02$  эВ для ИЛ структуры и  $E_a = 2.73 \pm 0.03$  эВ для ЖФЭ структуры (рис. 3, а).

Если, согласно принятой в дальнейшем модели, считать  $J_0^* = BT^3$  и предположить, что параметр  $B = B(\sigma_p)$  (где  $\sigma_p$  — сечение захвата дырок) не зависит от  $T$ , то энергии активации будут соответственно равны 2.37 и 2.61 эВ. Такое различие в энергиях активации ( $\sim 0.2$  эВ) для ИЛ и ЖФЭ структур является характерным.

4. Значение коэффициента  $\beta$  определялось также из зависимости интенсивности электролюминесценции  $\Phi$  от тока, что особенно важно, когда непо-

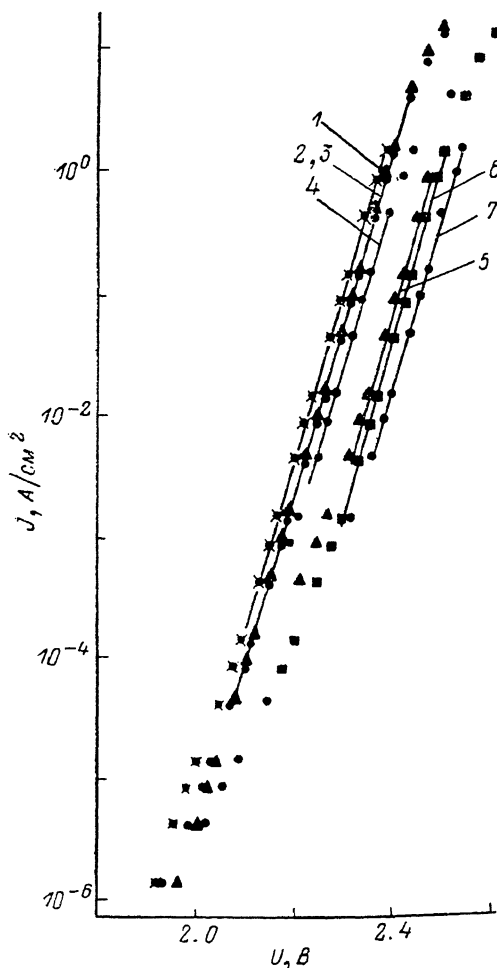


Рис. 1. Вольтамперные характеристики нескольких  $p-n$ -структур, полученных методами ИЛ (1–4) и ЖФЭ (5–7) при комнатной температуре.

средственное измерение напряжения на слое объемного заряда невозможно из-за влияния остаточного сопротивления  $p-n$ -структуры. Этот метод используется при условии, что зависимость интенсивности электролюминесценции от тока в двойном логарифмическом масштабе носит линейный характер [6].

Такому условию в интересующей нас области больших токов удовлетворяет фиолетовая полоса ЭЛ, которая регистрируется только в ЖФЭ структурах, доминируя при повышенных температурах (рис. 4, а, б). Она, по-видимому, обусловлена аннигиляцией свободного экситона с испускающим фонона [7]. Наши данные (рис. 4, в) достаточно хорошо согласуются с этим предположением, если экситонную ширину запрещенной зоны взять из работы [8].

На рис. 4, а приведена  $\Phi-J$ -характеристика для ЖФЭ структуры при  $T=770$  К. Видно, что зависимость  $\Phi$  от  $J$  до токов  $10^3$  А/см<sup>2</sup> степенная:  $\Phi \sim J^n$ , где  $n \approx 1.2$ . Величина  $n$  совпадает со значением  $\beta=1.2$  на непосредственно измеренной ВАХ, т. е. соответствует представлениям, изложенным в [6], и участок ВАХ, на котором  $\beta=6/5$ , может быть продлен до токов  $10^3$  А/см<sup>2</sup> для ЖФЭ  $p-n$ -структур.

Следует отметить, что интенсивность фиолетовой полосы растет с повышением температуры (рис. 4, б), отражая рост рекомбинационного времени жизни. Этот рост, возможно, обусловлен тем, что безызлучательная рекомбинация идет через мелкий (термализованный) уровень.

Итак, для указанных  $p-n$ -структур анализ  $J-U$ - и  $\Phi-J$ -характеристик дал следующую совокупность экспериментальных данных:

- экспоненциальную зависимость тока от напряжения;
- температурную независимость характеристического коэффициента  $\beta$ ;
- дробное численное значение  $\beta = 6/5$ ;
- степенную зависимость интенсивности фиолетовой полосы люминесценции от тока с показателем степени  $n = 6/5$ , т. е.  $n = \beta$ ;

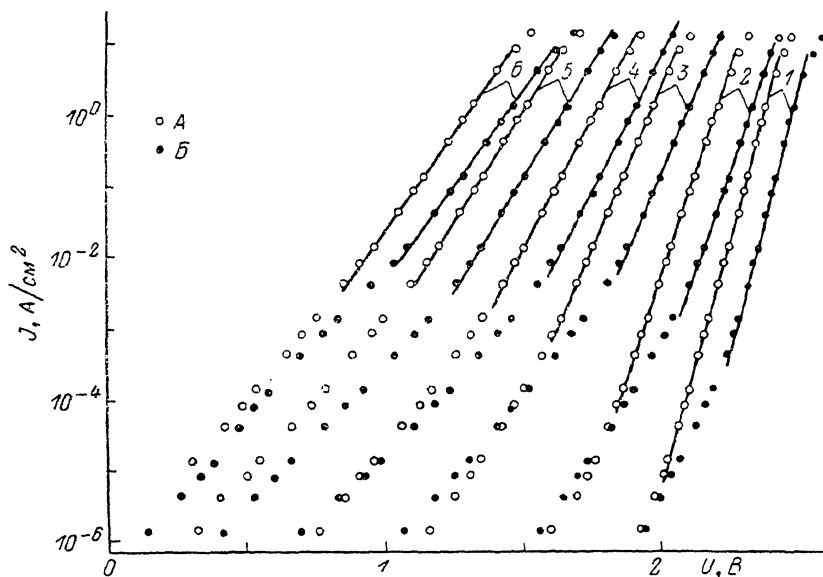


Рис. 2. Вольтамперные характеристики для двух  $p-n$ -структур, полученных методами ИЛ (А) и ЖФЭ (В).

$T, K$ : 1 — 293, 2 — 375, 3 — 475, 4 — 575, 5 — 680, 6 — 775.

— термоактивационную зависимость предэкспоненциального множителя  $J_0$  с энергией активации  $E_a \approx E_g/\beta$ .

Эти экспериментальные результаты можно представить эмпирической формулой

$$J = J_0 \exp(qU/\beta kT), \quad (1)$$

где  $J_0 = J_0^* \exp(-E_a/kT)$ ,  $J_0^*$  — множитель, не зависящий от температуры по экспоненциальному закону.

5. Существует общая модель [9], способная объяснить зависимость тока от напряжения и температуры по (1), — расширение модели Шокли—Нойса—Саа: рекомбинация в слое объемного заряда через многоэлектронный (пятиэлектронный) центр. Приняв число мелких уровней равным 4, а глубоких — равным 1, получим, согласно [9],  $\beta = 6/5$ .

По принятой в данной работе, согласно модели [9], терминологии мелким назван термализованный уровень, т. е. уровень, у которого носители находятся в тепловом равновесии с зоной: интенсивность тепловых забросов (генерационный поток) примерно равна интенсивности захвата (рекомбинационному потоку). Глубоким назван уровень, с которого тепловые забросы отсутствуют, т. е. их интенсивность (генерационный поток) пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью захватов (рекомбинационным потоком). Такой уровень можно назвать нетермализованным.

Согласно принятому варианту этой модели,  $M = \sum_{k=0}^5 n_k$  ( $M$  — концентрация

рекомбинационных центров), уравнение баланса для мелких уровней, сводящееся к равенству генерационного и рекомбинационного электронных потоков,  $c_n n m_i = c_p m_{i+1} n_1$  ( $i=1 \div 4$ ), уравнение баланса для глубокого уровня, сводящееся к равенству электронного и дырочного рекомбинационных потоков,  $C_n n m_0 = C_p p m_1$ , и выражение для скорости рекомбинации при достаточно боль-

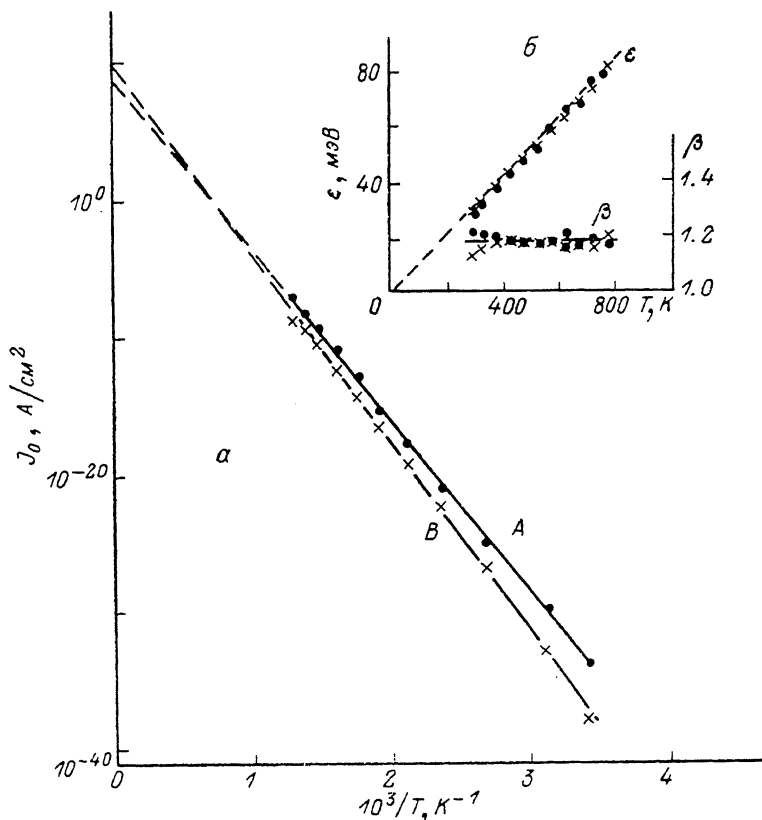


Рис. 3. Температурные зависимости предэкспоненциального множителя  $J_0$  (а), характеристических энергий  $\epsilon$  и коэффициента  $\beta$  (б) для  $p$ - $n$ -структур, полученных методами ИЛ (А) и ЖФЭ (В).

ших уровнях инжекции ( $n > n_1$  и  $n > n_1 \sqrt[4]{C_p/c_p}$ ) приводят к скорости рекомбинации

$$R = c_p M \frac{np}{\frac{C_p}{C_n} p \left(\frac{n_1}{n}\right)^4 + n} \quad (2)$$

Здесь обозначения целиком совпадают с обозначениями, принятыми в работе [9]. Плотность тока получим, интегрируя  $R$  по толщине СОЗ:

$$J = q \int_{-x_p}^{x_n} R dx \quad (3)$$

Поскольку распределение электронов и дырок в СОЗ бoльцмановское, т. е.  $p(x) = n_c \exp(-x/L)$  и  $n(x) = n_c \exp(x/L)$ , а  $np = n_c^2$ , зависимость (2) имеет максимум в точке  $x_{\max} = L \ln [(5C_p/C_n)^{1/6} (n_1/n_c)^{1/6}]$  с несимметричными склонами, причем характерная ширина одного склона  $L = kT/qE$ , другого  $1/5 L$ , т. е. суммарная ширина равна  $6/5 L$ . Следовательно,

$$R_{\max} = 5^{-1/6} M c_p \left(\frac{C_n}{C_p}\right)^{1/6} \left(\frac{n_c^2/s}{n_1^2/s}\right) \exp\left(\frac{qU}{6/5 kT}\right).$$

Следует отметить, что значение координаты  $x_{\max}$ , в которой скорость рекомбинации максимальна, зависит от напряжения в отличие от модели Шокли—Нойса—Саа.

Интегрирование заменяем произведением  $R_{\max}$  на ширину  $6/5L$ :

$$I = qR_{\max} 6/5L = J_0 \exp(qU/\beta kT), \quad (4)$$

где  $J_0 = BT^3 \exp(-E_a/kT)$ ,  $\beta = 6/5$ ,  $B = B(\sigma_p, M)$ , энергия активации

$$E_a = [E_g(0) - (2 - \beta) \Delta E] / \beta. \quad (5)$$

Здесь  $E_g(0)$  — ширина запрещенной зоны, экстраполированная к нулевой температуре,  $\Delta E$  — средняя глубина 4 мелких уровней.

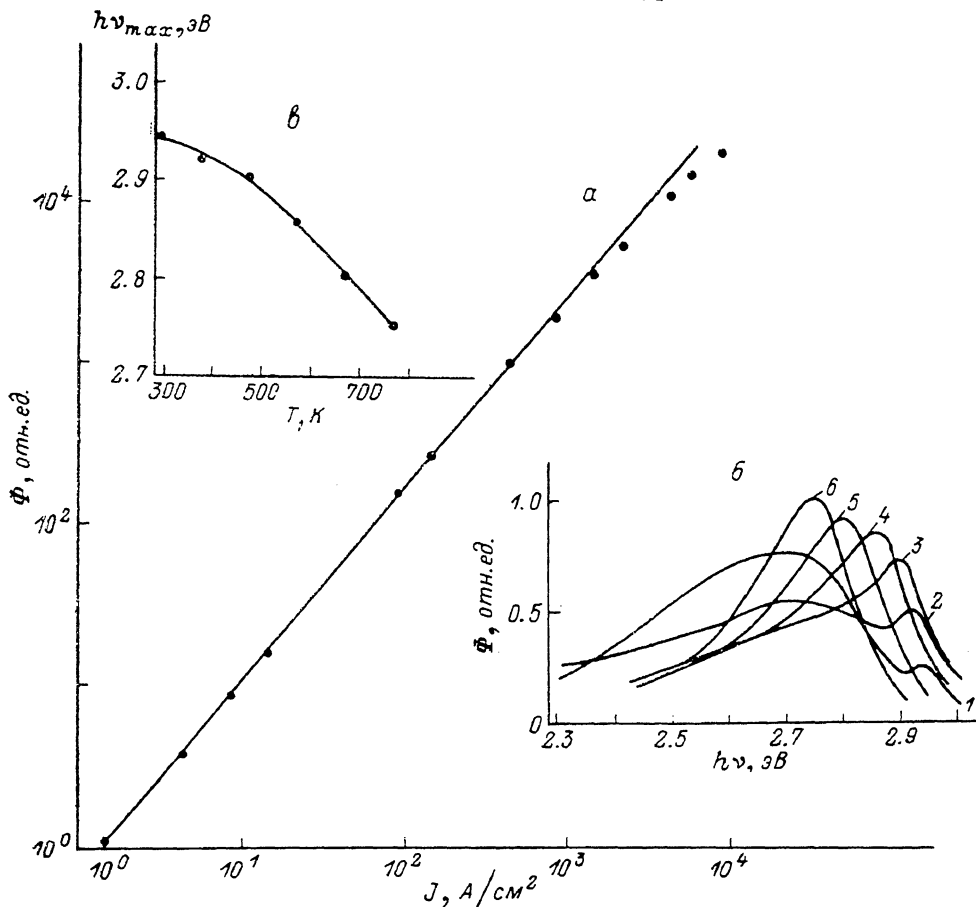


Рис. 4. Электролюминесцентные характеристики фиолетовой полосы.

а) люксамперная характеристика для ЖФЭ структуры при  $T=770$  К; б) спектры ЖФЭ структуры при токе  $I=10$  мА,  $T$ , К: 1 — 290, 2 — 370, 3 — 470, 4 — 570, 5 — 670, 6 — 770; в) температурная зависимость спектрального положения максимума ( $h\nu_{\max}$ ).

Таким образом, модель приводит к тем же закономерностям, что и полученные результаты.

6. Экспериментально наблюдаемая разница в  $E_a$  для ЖФЭ и ИЛ структур, согласно (5), обусловлена, вероятно, различием в глубине мелких уровней  $\Delta E$ . Приняв  $E_g(0)$  равным 3.18 эВ для политипа 6H-SiC [8, 10], получим средние глубины мелких уровней  $\Delta E=0.42$  и 0.06 эВ для ИЛ и ЖФЭ структур соответственно. В этом результате наиболее достоверным является факт сильного различия глубин уровней для ЖФЭ и ИЛ структур, а не сами по себе вычисленные конкретные значения, которые зависят от выбранной для расчета величины  $E_g(0)=3.18$  эВ. Можно допустить, например, что внутри  $p-n$ -перехода существует тонкий слой политипа с другой  $E_g(0)$ . Сильное различие глу-

бин в ЖФЭ и ИЛ структурах подтверждается данными DLTS, по которым в ИЛ структурах в значительных концентрациях (до 10 % от основной примеси) обнаруживаются уровни с глубиной залегания 0.4—0.7 эВ [11], а в ЖФЭ структурах такие уровни не наблюдаются (предел чувствительности метода по концентрации 0.1—1 % от основной примеси).

Итак, совокупность экспериментальных данных по ВАХ соответствует модели рекомбинации через многоэлектронные (следовательно, многоуровневые) центры в СОЗ  $p-n$ -перехода.

Авторы благодарят В. А. Дмитриева за предоставленные структуры, выращенные жидкостной эпитаксией, А. В. Суворова за ионное легирование, Б. В. Царенкова за обсуждение результатов, В. Е. Челнокова за внимание к работе.

#### Список литературы

- [1] Аникин М. М., Евстропов В. В., Попов И. В., Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 647—651.
- [2] Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 21. С. 1335—1339.
- [3] Калинина Е. В., Суворов А. В., Холуянов Г. Ф. // Проблемы физики и технологии широкзонных полупроводников. Л., 1979. С. 333—339.
- [4] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Севастьянов В. И., Сыркин А. Л., Суворов А. В., Челноков В. Е., Шпынев Г. П. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 17. С. 1053—1057.
- [5] Дмитриев В. А., Иванов П. А., Коркин И. В., Морозенко Я. В., Попов И. В., Сидорова Т. А., Стрельчук А. М., Челноков В. Е. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 238—241.
- [6] Евстропов В. В., Калинин Б. Н., Царенков Б. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 599—606.
- [7] Ikeda M., Hayakawa T., Jamagiwa S., Matsunami H., Tanaka T. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 12. P. 8215—8225.
- [8] Choike W., Patrik L. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1868—1877.
- [9] Евстропов В. В., Киселев К. В., Петрович И. Л., Царенков Б. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1852—1858.
- [10] Санкин В. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 6. С. 1820—1822.
- [11] Аникин М. М., Лебедев А. А., Сыркин А. Л., Суворов А. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 114—119.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 28.02.1989  
Принята к печати 30.05.1989