

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СИГНАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ВЫСОКООМНОГО ПРИМЕСНОГО ФОТОРЕЗИСТОРА

Блохин И. К., Холоднов В. А.

Рассчитана и проанализирована зависимость фототока высокоомного примесного фоторезистора (ФР) от частоты модуляции неоднородно поглощаемого сигнального излучения. Показано, что частотная характеристика ФР зависит как от направления оптической засветки ФР, так и от полярности напряжения смещения. Дано физическое обоснование полученных результатов.

Падающее на полупроводник оптическое излучение, проникая в его толщу, затухает вследствие поглощения. В частности, при однократном проходе излучения его интенсивность уменьшается по экспоненциальному закону (Бугера—Ламперта). Вследствие пространственно неоднородной оптической генерации неравновесных носителей (ее скорость в точке x пропорциональна локальной интенсивности излучения) их пространственное распределение оказывается также неоднородным.

В фоторезисторах (ФР) с примесным поглощением излучения неоднородность оптической генерации оказывает кардинальное влияние на их стационарные фоточувствительность, шумы [1-3] и спектральную характеристику [4]. Это связано с пространственной модуляцией электрического поля в объеме ФР неоднородно поглощаемым излучением. Кроме того, к настоящему времени хорошо известно, что частотные свойства фототока высокоомного примесного ФР во многом определяются процессами накопления и релаксации заряда в объеме ФР, связанного на примесях [5, 6]. Естественно ожидать поэтому, что пространственно неоднородное возбуждение заряда на примесях вследствие неоднородного поглощения излучения будет существенно сказываться и на частотной характеристике ФР.

В данной работе рассчитана и проанализирована зависимость фототока высокоомного примесного ФР от частоты модуляции излучения ω при неоднородном поглощении в нем сигнального излучения.

Рассмотрим для определенности ФР на основе полупроводника p -типа, в котором концентрация легирующей акцепторной примеси N_A существенно больше концентрации остаточных доноров N_D . При низких температурах T и малых плотностях потока квантов оптического излучения Φ в объеме ФР доноры полностью ионизованы, а концентрация минус-однозарядных акцепторов N_A^- с большой точностью равна N_D . Под действием тепла либо оптического излучения дырки с нейтральных акцепторов возбуждаются в валентную зону. Их захват происходит на минус-однозарядные акцепторы (ловушки). Падающее на ФР слабое сигнальное излучение вызывает малые изменения скорости генерации дырок $\Delta g \ll g_0$, где g_0 — стационарная скорость генерации. Будем считать, что g_0 однородна по объему ФР, в то время как скорость сигнальной генерации Δg зависит

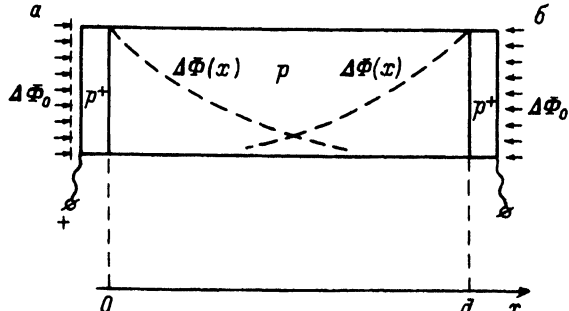


Рис. 1. Высокоомный примесный фоторезистор и схема его освещения.

a — засветка ФР со стороны инжектирующего контакта, b — засветка ФР со стороны тылового контакта.

от x (рис. 1). Такая ситуация часто реализуется на практике, например, в глубокоохлаждаемых ФР на основе Si:B, As, Sb, оптимизированных для приема сигнального излучения с длиной волны $\lambda_{\max} \approx 25$ мкм. Дело в том, что в высокоэффективном ФР его длина d (рис. 1) примерно равна обратному коэффициенту поглощения α^{-1} . Известно, что сечение фотоионизации примесного атома σ сильно зависит от энергии поглощаемого фотона [7]. Так, в Si:B, As, Sb величина σ на длине волны $\lambda \approx 10$ мкм почти на порядок меньше, чем при $\lambda_{\max} \approx 25$ мкм [7]. Это означает, что фоновое тепловое излучение комнатной температуры ($\lambda \approx 10$ мкм) в объеме таких ФР поглощается практически однородно, в то время как сигнальное ($\lambda \approx 25$ мкм) резко неоднородно.

При умеренных напряжениях V стационарные значения плотности протекающего через ФР тока j_0 , напряженности электрического поля E_0 , концентрации дырок p_0 соответственно равны [7-9]

$$j_0 = e\mu p_0 E_0, \quad E_0 = V/d, \quad p_0 = \tau g_0, \quad (1)$$

где μ , $\tau = (\alpha_p N_D)^{-1}$ — подвижность и время жизни дырок, d — расстояние между электрическими контактами ФР (длина ФР), α_p — коэффициент захвата дырки на ловушку. Под действием падающего на ФР (рис. 1) гармонически модулированного сигнального излучения с плотностью потока $\Delta\Phi(\omega, t) = \Delta\Phi_0 e^{i\omega t}$ концентрации ловушек N_A^- , дырок p , напряженность электрического поля E и плотность тока j отклоняются от своих стационарных значений. Соответствующие малые изменения амплитуд переменных составляющих ΔN_A^- , Δp , ΔE , Δj описываются линеаризованными уравнениями перезарядки ловушек, Пуассона и полного тока (см., например, [5, 6]):

$$(i\omega + \tau_1^{-1}) \Delta N_A^-(x) = \Delta g(x) - \frac{\Delta p(x)}{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{d\Delta E(x)}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (\Delta p(x) - \Delta N_A^-(x)), \quad (3)$$

$$\Delta j = \sigma_0 (1 + i\omega\tau_M) \Delta E(x) + eV_0 \Delta p(x), \quad (4)$$

где $\Delta g(x) = \alpha \Delta\Phi(x)$, $\tau_1 = (\alpha_p P_0)^{-1}$ — время релаксации ловушек, $\sigma_0 = e\mu p_0$ — стационарная проводимость, $v_0 = \mu E_0$ — стационарная дрейфовая скорость дырок,

$\tau_M = \epsilon / (4\pi\sigma_0)$ — максвелловское время релаксации. В уравнении (4) учитывалось, что для всех представляющих практический интерес напряжений $V \gg kT/e$ диффузионной компонентой тока можно пренебречь [6].

Из системы уравнений (2)—(4), учитывая, что в высокоомных примесных ФР $\tau_1/\tau \approx N_D/P_0 \gg 1$, можно получить следующее уравнение, описывающее пространственное распределение малой амплитуды переменной составляющей (в дальнейшем для краткости — вариации) концентрации дырок:

$$k^{-1}(\omega) \frac{d\Delta p(x)}{dx} + \Delta p(x) = \tau \Delta g(x), \quad (5)$$

$$k(\omega) = \frac{(i + i\omega\tau)(1 + i\omega\tau_M)}{(i\omega + \tau_1^{-1})\tau\tau_M V_0}. \quad (6)$$

В рассматриваемом высокоомном примесном ФР связь между вариациями концентрации дырок и напряженности электрического поля вблизи инжектирующего p^+ -контакта ($x=0$, см. рис. 1) при не слишком низких частотах можно записать в виде [6, 9, 10]

$$\Delta p(0) = p_0 \frac{\Delta E(0)}{E_j}, \quad (7)$$

где характерное контактное поле $E_j = kT/eW$, W — ширина области пространственного заряда $p^+ - p$ -перехода [6, 9].

Как следует из уравнения (4), в режиме генератора тока $(-\Delta V = \int_0^d \Delta E(x) dx = 0)$ плотность фототока равна

$$j_\Phi = \Delta j \equiv \frac{eV_0}{d} \int_0^d \Delta p(x) dx. \quad (8)$$

Решая уравнение (5) совместно с граничным условием (6) и подставляя найденное решение $\Delta p(x)$ в соотношение (8), найдем

$$j_\Phi = e \frac{\tau}{t_{\text{пр}}} F^{-1}(\omega) \int_0^d [1 - e^{-k(d-x)}] \Delta g(x) dx, \quad (9)$$

где

$$F(\omega) = \left[1 + \frac{1}{(1 + i\omega\tau_M)E_j/E_0 + 1} \frac{e^{kd} - 1}{kd} \right] (1 + i\omega\tau_M),$$

$t_{\text{пр}} = d/V_0$ — время пролета дырок в стационарном поле между электрическими контактами ФР.

Для выяснения основных закономерностей $j_\Phi(\omega)$, возникающих вследствие неоднородного поглощения сигнального излучения, рассмотрим случай, когда профиль фотогенерации в объеме ФР имеет экспоненциальный вид. Учтем возможность засветки ФР: а) через инжектирующий ($x=0$) и б) тыловой ($x=d$) контакты, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } \Delta\Phi(x) &= \Delta\Phi_0 e^{-\alpha x}, \\ \text{б) } \Delta\Phi(x) &= \Delta\Phi_0 e^{-\alpha(d-x)}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Отметим, что случай а) переходит в случай б) и, наоборот, при смене полярности напряжения V на контактах ФР. Подставляя выражения (10) в (9), найдем величину плотности фототока

$$j_{\Phi} = e \frac{\tau}{t_{\text{пр}}} \frac{F^{-1}(\omega)}{1 \pm \frac{\alpha}{k}} \left[1 - e^{-\alpha d} + \frac{\alpha}{k} (e^{-kd} - 1) \left\{ \frac{1}{e^{-\alpha d}} \right\} \right]. \quad (11)$$

Здесь, т. е. в выражении (11), и далее знак минус в знаменателе и верхний множитель в фигурных скобках соответствуют случаю а), знак плюс и нижний множитель — случаю б).

Проанализируем полученную зависимость $j_{\Phi}(\omega)$, рассмотрев наиболее важный с практической точки зрения случай, когда на низких частотах фоторезистор обладает усилением сигнала, т. е. при $t_{\text{пр}} \ll \tau$ [6, 7].¹ Учтем, что в высокоомных примесных ФР, работающих при низких температурах (обычно гелиевых), характерное контактное поле $E_j \ll E_0$. Так, например, в ФР на основе Si величина $W \geq 1$ мкм, поэтому $E_j = kT/eW \leq 10$ В/см. В то же время в области рабочих смещений V величина электрического поля $E_0 > 100 \div 200$ В/см в зависимости от типа примеси [7]. Кроме того, учтем, что в таких ФР максвелловское время $\tau_M \gg \tau$ [7]. На рис. 2 представлены рассчитанные на ЭВМ по формуле (11) зависимости $j_{\Phi}(\omega)$, нормированные к низкочастотным значениям j_{Φ}^0 . Для расчета взяты типичные величины параметров ФР на основе Si, легированного мелкими примесями [7]: $d = 4 \cdot 10^{-2}$ см, $\alpha = 50$ см⁻¹, $\tau = 10^{-7}$ с, $\tau_1 = 0.2$ с, $\rho_0 = 10^6$ см⁻³, $\tau_M = 6.6 \cdot 10^{-4}$ с, $E_j = 4.2$ В/см, $V = 8$ В. В данном конкретном примере коэффициент фотоэлектрического усиления $G = 5$, а произведение $\alpha d = 2$.

В области низких частот

$$\omega \ll \omega_1 = \frac{1}{\tau_M} \frac{\min(d, \alpha^{-1})}{\mu \tau E_0}, \quad (12)$$

параметр $|kd| \gg \max(1, \alpha d)$. Поэтому из выражения (11) следует, что фототок

$$j_{\Phi}^0 = e \frac{\tau}{t_{\text{пр}}} (1 - e^{-\alpha d}) \Delta\Phi_0 \quad (13)$$

не зависит от направления засветки и совпадает с полученным ранее результатом для стационарного фототока ФР при неоднородном поглощении сигнального излучения (рис. 2) [1, 4, 7].

В диапазоне частот $\omega \gg \omega_1$ значения фототоков при засветке через тыловой и инжектирующий контакты при $\alpha d > 1$ существенно различаются (рис. 2). Действительно, в данном случае ($\omega \gg \omega_1$, $\alpha d > 1$) выражение для фототока принимает вид

¹ В пределе $\alpha d \ll 1$ из (11) следует решение, полученное ранее для случая однородного поглощения излучения [6].

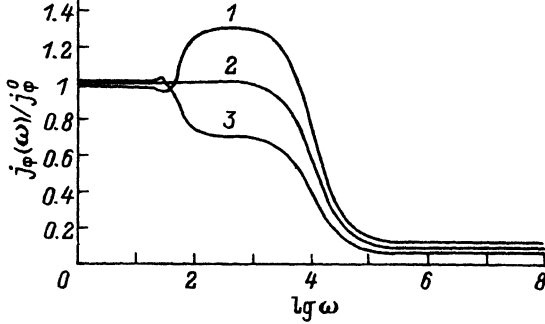


Рис. 2. Зависимость фототока высокоомного примесного фоторезистора (ФР) от частоты модуляции неоднородно поглощаемого сигнального излучения.

1, 3 — засветка ФР со стороны инжектирующего и тылового контактов соответственно, 2 — однородное поглощение сигнального излучения ($ad \ll 1$).

$$j_{\phi} = e \frac{\tau}{t_{np}} 2 \frac{(1 + i\omega\tau_M) \frac{E_j}{E_0} + 1}{1 + i \frac{\omega}{\omega_{tr}}} \left\{ (\alpha d)^{-1} \right\} \Delta\Phi_0. \quad (14)$$

Из выражения (14) прежде всего следует, что частота спада фототока (граничная частота) ω_{tr} не зависит от направления засветки и совпадает с найденным ранее значением для однородного поглощения [6]

$$\omega_{tr} = \frac{-1}{2\tau_M} \frac{t_{np}}{\tau} \frac{E_0}{E_j}. \quad (15)$$

Кроме того, видно, что фототок при засветке через тыловой контакт оказывается в ad раз меньше, чем при засветке через инжектирующий контакт, и уменьшается с ростом параметра ad . Обратим внимание на важную особенность фототока, возникающую при неоднородном поглощении сигнального излучения. Вблизи частоты спада фототока в интервале частот $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_{tr}$ фототок при засветке через инжектирующий и тыловой контакты соответственно больше или меньше своего низкочастотного значения j_{ϕ}^0 (рис. 2), причем, как следует из (14),

$$j_{\phi} \approx e 2 \frac{\tau}{t_{np}} \Delta\Phi_0 \left\{ (\alpha d)^{-1} \right\}. \quad (16)$$

При однородной оптической генерации фототок высокоомного примесного ФР в области частот $\omega \gg \omega_{tr}$ (точнее, при $\omega \gg \tau_M^{-1} E_0 / E_j$) не зависит от ω (так называемое высокочастотное плато фототока), при этом коэффициент фотозлектрического усиления фоторезистора $G = 1/2$ [5, 7]. В рассматриваемом же случае неоднородной сигнальной генерации при $\omega \gg \omega_{tr}$ фототок

$$j_{\Phi} = e\Delta\Phi_0 \left\{ \frac{1}{(\alpha d)^{-1}} \right\} \quad (17)$$

также не зависит от ω , однако коэффициент усиления G равен 1 и $(\alpha d)^{-1}$ при засветке через инжектирующий и тыловой контакты соответственно.

Поясним найденную зависимость $j_{\Phi}(\omega)$. Из уравнения (5) следует, что характерная длина «размытия» вдоль оси x (т. е. по направлению поля E_0) концентрации неравновесных дырок, появившихся в некоторой точке x' за счет их фотогенерации, порядка $|k^{-1}|$, причем значение k^{-1} , как видно из выражения (6), сильно зависит от частоты ω . При низких частотах $\omega \ll \tau_1^{-1}$ величина $k^{-1} \approx l_D E_0 / E_D$, где $E_D = kT / e l_D$, $l_D = \sqrt{\epsilon kT / (4\pi e^2 N_D)}$ — дебаевское поле и длина соответственно и существенно меньше как длины ФР d , так и длины поглощения α^{-1} . С ростом частоты при $\omega > \tau_1^{-1}$ величина $|k^{-1}|$ возрастает и при $\omega \gg \tau_M^{-1}$ вплоть до очень высоких частот (не ниже, чем τ^{-1}) k^{-1} равна дрейфовой длине дырок, т. е. $k^{-1} = L_{\text{др}} = \mu \tau E_0$. При низких частотах, когда $|k^{-1}| \ll \alpha^{-1}$, пространственное распределение неравновесных дырок $\Delta p(x)$ с большой точностью повторяет профиль фотогенерации, т. е. $\Delta p(x) = \tau \Delta g(x)$. Именно поэтому в диапазоне частот (12) величина фототока

$$j_{\Phi} = \frac{eV_0}{d} \int_0^d \tau \Delta g(x) dx \equiv j_{\Phi}^0,$$

т. е. равна стационарному значению [см. формулу (13)].

Совершенно другая ситуация реализуется при относительно высоких частотах $\omega \gg \omega_1$. В этом случае характерная длина распределения $|k^{-1}|$ концентрации неравновесных дырок Δp существенно превосходит размер ФР d и длину поглощения α^{-1} , при этом в объеме ФР Δp не зависит от x и равна своему значению при $x = 0$, т. е. $\Delta p(x) \approx \Delta p(0)$. Справедливость последнего утверждения требует некоторого уточнения, что будет сделано далее. Как следует из уравнения (4) и граничного условия (7), значение вариации плотности тока в точке $x = 0$ вплоть до высоких частот $\omega \approx \tau_M^{-1} E_0 / E_j$ в $\gg \omega_{\text{тр}}$ определяется вариацией концентрации дырок $\Delta p(0)$, т. е.

$$\Delta j \approx e\mu E_0 \Delta p(0). \quad (18)$$

Но вариация концентрации инжектированных контактом дырок $\Delta p(0)$ управляется вариацией электрического поля вблизи инжектирующего ($x = 0$) контакта $\Delta E(0)$ [см. граничное условие (7)] [6]. Поэтому чем больше $\Delta E(0)$, тем больше $\Delta p(0)$, а следовательно, и Δj . Для нахождения $\Delta E(0)$ проинтегрируем уравнение Пуассона (3) дважды по x : сначала от 0 до x , затем от 0 до d и учтем, что в рассматриваемом здесь режиме генератора тока $\int_0^d \Delta E(x) dx = 0$, а вариация

заряда на ловушках при частотах $\omega \gg \omega_1$ существенно превосходит вариацию заряда свободных дырок. В результате получим

$$\Delta E(0) = \frac{4\pi e}{\epsilon d} \int_0^d (d-x) \Delta N_A^-(x) dx. \quad (19)$$

Из выражения (19) видно, что вариация электрического поля вблизи инжектирующего контакта $\Delta E(0)$ создается за счет вариации заряда, связанного

на ловушках в объеме ФР, причем ее величина тем больше, чем больше вариация ΔN_A^- вблизи инжектирующего контакта ($x = 0$). Именно поэтому при засветке ФР через инжектирующий контакт, когда основная часть излучения поглощается вблизи $x \approx 0$, создаваемая за счет фотогенерации с нейтральных акцепторов вариация объемного заряда, а следовательно, и $\Delta p(0)$ оказываются значительно больше, чем при засветке через тыловой контакт. Подставляя в уравнение (19) вариацию ΔN_A^- , выраженную из уравнения (2), найдем, что при частотах $\omega < \omega_{\text{rp}}$ вариация концентрации дырок вблизи инжектирующего контакта равна

$$\Delta p(0) = \frac{2\pi}{d^2} \int_0^d (d-x) \Delta g(x) dx \approx 2 \frac{\tau \Delta \Phi_0}{d} \left\{ (\alpha d)^{-1} \right\}. \quad (20)$$

Напомним, что рассматривается случай $\alpha d > 1$. Подставляя найденное значение $\Delta p(0)$ в выражение для вариации плотности тока (18), легко находим величину фототока $j_{\text{ф}} = \Delta j$, совпадающую с выражением (16), полученным из строгого решения.

Инжектирующий контакт поддерживает величину вариации $\Delta p(x)$ равной значению вблизи $x = 0$, т. е. $\Delta p(x) = \Delta p(0)$ лишь при $\omega \leq \omega_{\text{rp}}$ (точнее, $\omega \ll \tau_M^{-1} E_0/E_j > \omega_{\text{rp}}$) [6]. В области частот $\omega \gg \omega_{\text{rp}}$ концентрация инжектированных из контакта неравновесных дырок $\Delta p(0)$ с ростом ω падает [6]. Действительно, как следует из (19) и (2), в этом случае $\Delta p(0) \sim \Delta E(0) \sim \omega^{-1}$. Поэтому при $\omega > \omega_{\text{rp}}$ вкладом в фототок инжектированных дырок можно пренебречь по сравнению с вкладом дырок, фотогенерированных в объеме ФР. Для нахождения величины фототока [см. формулу (8)] вычислим концентрацию фотогенерированных дырок. Как уже отмечалось, характерная длина размытия вариации концентрации дырок по направлению их дрейфа в электрическом поле, созданной в некоторой точке объема ФР x' , равна k^{-1} . В рассматриваемых условиях ($\omega \gg \omega_{\text{rp}}$) k^{-1} равна дрейфовой длине дырок $L_{\text{np}} > d$ (напомним, что рассматривается случай $t_{\text{np}} \ll \tau$). Это означает, что величина вариации концентрации дырок в точке x равна сумме вкладов дырок, генерированных в точках $x' \ll x$, т. е.

$$\Delta p(x) = \int_0^x \frac{\tau \Delta g(x')}{L_{\text{np}}} dx' = \frac{\Delta \Phi_0}{V_0} \left\{ \frac{(1 - e^{-\alpha x})}{e^{-\alpha d} (e^{\alpha x} - 1)} \right\}. \quad (21)$$

Из выражения (21) видно, что при $\alpha d \gg 1$ концентрация неравновесных дырок при засветке через инжектирующий контакт практически во всем объеме ФР не зависит от x и равна $\Delta p(x) \approx \Delta \Phi_0/V_0$. В то же время при засветке через тыловой контакт $\Delta p(x)$ мала и сильно зависит от x . Подставляя найденное выражение в уравнение (8), найдем выражение для фототока, совпадающее при $\alpha d > 1$ с (17), полученным из точного решения.

В заключение отметим, что столь необычная зависимость фототока высокоомного примесного ФР от ω обусловлена неоднородным поглощением сигнального излучения. В данной работе рассмотрен простейший случай, когда стационарная концентрация дырок p_0 и напряженность электрического поля в объеме ФР E_0 не зависят от x . Картина еще более усложняется в высокоэффективных примесных ФР, работающих в режиме ограничения фоном, когда пространственная неоднородность $p_0(x)$ и $E_0(x)$ существенно влияют на характеристики ФР даже в стационарном случае [1-4]. Отметим также, что эффекты, подобные вышерассмотренным, возникают, естественно, и при неполном освещении ФР в направлении, перпендикулярном направлению электрического поля [11]. Однако в

практическом отношении этот случай мало интересен вследствие низкой квантовой эффективности примесного ФР при таком направлении засветки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Nelson R. D. // Opt. Eng. 1977. V. 16. N 3. P. 275—283.
- [2] Szmulowicz F., Baron R. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 385—391.
- [3] Блохин И. К., Холоднов В. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1925—1929.
- [4] Блохин И. К., Холоднов В. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 294—299.
- [5] Кауфман С. А., Хайкин М. Ш., Яковлева Г. Т. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 4. С. 571—577.
- [6] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327.
- [7] Sclar N. // Prog. Quant. Electron. 1984. V. 9. N 2. P. 149—257.
- [8] Лукьянченко А. И., Орешкин Г. И., Фетисов Е. А., Хафизов Раш. З., Хафизов Рен. З. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 874—877.
- [9] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.
- [10] Блохин И. К., Рахубовский А. А., Холоднов В. А. // ФТП. 1990. Т. 23. В. 10. С. 1747—1751.
- [11] Шокуров М. В. Дипломная работа. М., МФТИ. 1984. 53 с.

Научно-производственное
объединение «Орион»
Москва

Получена 26.09.1991
Принята к печати 5.12.1991
