

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ГЕРМАНИЯ С ПРИМЕСЯМИ РТУТИ, КОБАЛЬТА И ЦИНКА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ С $\lambda = 10.6$ мкм

Г. А. Асланов, Т. М. Бурбаев, В. А. Курбатов, Н. А. Пенин

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 117924, Москва, Россия
(Получена 9.07.1992. Принята к печати 20.07.1992)

Исследована зависимость фототока от интенсивности лазерного излучения на волне 10.6 мкм в интервале интенсивностей до 10^5 Вт/см² у фотопроводников из германия *p*-типа с фотоактивными примесями Hg⁰, Co⁺ и Zn⁻ соответственно. Измерения выполнены в условиях слабого поглощения при температуре фотопроводников 80 К.

Обнаружено, что нелинейность зависимости фототока от интенсивности излучения проявляется при существенно меньших интенсивностях, чем это следует из анализа примесной фотопроводимости при неизменной температуре неравновесных дырок, равной температуре фотопроводника.

Показано, что наблюдаемая нелинейность зависимости фототока от интенсивности излучения для фотопроводников с примесями Hg⁰ и Co⁺, а также с примесью Zn⁻ в области малых интенсивностей может быть следствием влияния разогрева дырок при фотоионизации примесей излучением с $\lambda = 10.6$ мкм на коэффициент захвата и подвижность дырок.

Мы исследовали зависимость фотоответа от интенсивности лазерного излучения на волне 10.6 мкм у фотоприемников трех разновидностей: германий, легированный ртутью с частично компенсированным первым энергетическим уровнем (91 мэВ), германий, легированный цинком с полностью компенсированным первым уровнем (33 мэВ) и частично вторым (86 мэВ), а также германий, легированный кобальтом. В последнем случае донорный уровень кобальта, отстоящий от края валентной зоны на 83 мэВ, частично компенсирован галлием, так что положительно заряженные ионы кобальта действуют как акцепторы. Поэтому захват неравновесных дырок происходит нейтральными атомами кобальта.

Все эти фотопроводники имеют приблизительно одинаковые энергии ионизации фотоактивной примеси и представляют интерес как детекторы 10-микронного излучения, работающие при относительно неглубоком охлаждении (жидкий азот). В ряде применений, таких как регистрация мощного лазерного излучения, импульсное оптическое гетеродинамирование, интенсивность излучения, направляемого на приемную площадку фотодетектора, основанного на примесной фотопроводимости, может быть очень высокой, что может привести к нарушению линейности между фотоответом и интенсивностью излучения.

С физической точки зрения представляет интерес изменение свойств фотопроводников, содержащих фотоактивные примеси в разных зарядовых состояниях, в условиях, когда неравновесная (оптическая) генерация носителей заряда преобладает над равновесной (тепловой).

Характеристики исследованных образцов приведены в таблице.

Эксперимент и результаты

Измерения зависимости фотопроводимости (фототока) от интенсивности излучения производились в расходящемся пучке сфокусированного излучения CO₂-

Символ	Концентрация примесей, см ⁻³	
1Рт	$N_{\text{Hg}} = 2.1 \cdot 10^{15}$	$N_{\text{Sb}} = 7.6 \cdot 10^{14}$
2Кo	$N_{\text{Co}} = 6.9 \cdot 10^{14}$	$N_{\text{Ga}} = 2.5 \cdot 10^{14}$
3Цн	$N_{\text{Zn}} = 4.4 \cdot 10^{15}$	$N_{\text{Sb}} = 5.2 \cdot 10^{15}$

лазера. Использовалась линза с фокусным расстоянием в 6 см. Изменение интенсивности излучения, попадающего на приемную площадку, осуществлялось путем перемещения фотоприемника вдоль центрального направления луча. Лазер работал в режиме модулированной добротности и давал импульсы пиковой мощности до 2 кВт и длительностью 200 нс. Длина фотоприемника по ходу луча выбиралась такой, чтобы выполнялось условие слабого поглощения, т. е. $ad \ll 1$, где a — коэффициент поглощения. Этим уменьшалось влияние неоднородности оптической генерации дырок в фотодетекторе и нефотоактивного поглощения излучения, обусловленного переходами между ветвями тяжелых и легких дырок валентной зоны германия, на квантовую эффективность. Длительность импульса излучения CO₂-лазера существенно превышала значения времени жизни неравновесных дырок в исследованных образцах, поэтому выполнялось условие квазистационарности фотопроводимости. Излучение, попадающее на приемную площадку фотоприемника, вырезалось из луча с помощью диафрагмы, расположенной перед фотоприемником, и контролировалось с помощью болометрического измерителя мощности на выходе диафрагмы. Приемные площадки фотоприемников имели размеры 0.3×0.3 мм². Электрическое поле в фотоприемнике направлено параллельно плоскости приемной площадки. Измерения проводились с нагрузочным сопротивлением в цепи фотоприемника, сравнимым с сопротивлением фотоприемника. Результаты измерений пересчитывались и приводились к режиму короткого замыкания фототока. Воспроизводимость результатов измерений составляла 10—20%.

На рис. 1, а—с показаны результаты измерений зависимости фототока при постоянном значении напряженности электрического поля в фотопроводнике от интенсивности излучения в относительных единицах для фотопроводников 1Рт, 2Кo и 3Цн соответственно. На рисунках видно, что отклонения от линейного характера зависимости фототока от интенсивности излучения наблюдаются для всех трех разновидностей фотопроводников начиная с интенсивности ~ 10 Вт/см². У фотопроводника 3Цн, кроме того, имеет место немонотонный характер отклонения от линейности в области средних значений интенсивности.

У фотопроводников 1Рт и 2Кo зависимости фототока от интенсивности излучения качественно имеют схожий характер несмотря на различие зарядовых состояний примесных центров Hg⁰ и Co⁺.

При интенсивностях свыше 10^4 Вт/см² во всех трех случаях начинает проявляться эффект насыщения фотопроводимости.

Обсуждение

Величина фототока в примесном полупроводнике при малых интенсивностях излучения определяется соотношением

$$i_{\Phi} = S e \mu p_{\Phi} E = S e \mu E q N^0 \tau \Phi, \quad (1)$$

где p_{Φ} — концентрация фоторожденных дырок, μ — подвижность дырок, N^0 — концентрация фотоактивной примеси, τ — время жизни неравновесных дырок, q — сечение фотоионизации примесных центров, e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля, S — сечение фотопроводника, Φ — плотность потока фотонов, $\Phi = I/h\nu$, I — интенсивность излучения (Вт/см²).

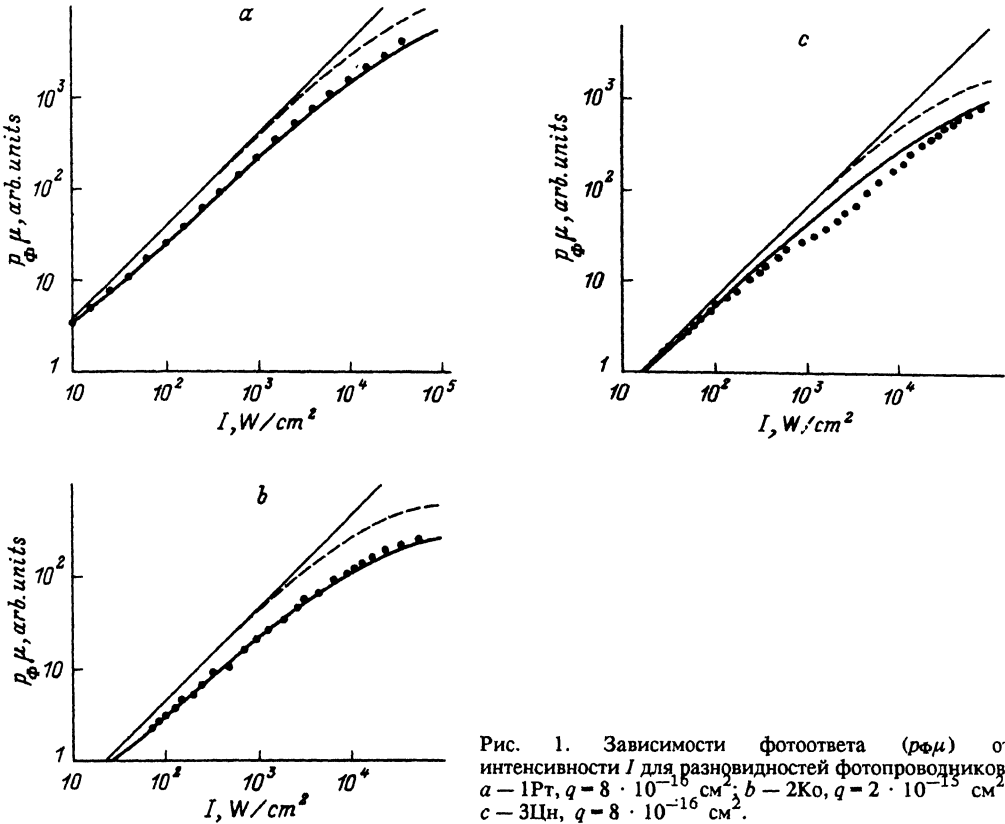


Рис. 1. Зависимости фотоответа ($\rho\mu$) от интенсивности I для разновидностей фотопроводников: $a - \text{Pt}, q = 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$; $b - 2\text{Co}, q = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $c - 3\text{Zn}, q = 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Отклонение от линейного характера зависимости фототока от интенсивности излучения при увеличении интенсивности связано прежде всего с изменением концентрации (заселенности) фотоактивных и рассеивающих примесных центров вследствие ионизации первых излучением. Наряду с этим возможно дополнительное отклонение от линейности вследствие увеличения средней энергии или эффективной температуры носителей заряда в результате фотоионизации, если энергия кванта излучения превышает энергию ионизации фотоактивной примеси ϵ_f .

Влияние заселенности уровней примесных атомов

При неизменной температуре фотопроводника и температуре неравновесных дырок характер нарушения линейности зависимости фототока от интенсивности излучения следует из анализа примесной фотопроводимости в полупроводнике, содержащем одноуровневую примесь. Энергетическая схема для примесного полупроводника p -типа изображена на рис. 2.

Кинетика фотопроводимости в таком полупроводнике описывается системой уравнений

$$\frac{dp}{dt} = cp_1N_a^0 + q\Phi N_a^0 - cpN_a^-, \quad (2)$$

$$N_a = N_a^0 + N_a^-, \quad (3)$$

$$N_a^- = N_d + p, \quad (4)$$

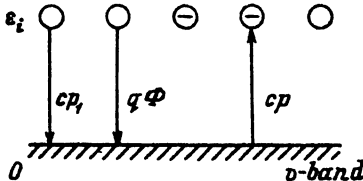


Рис. 2. Схема энергетических уровней и дырочных переходов.

где p — концентрация дырок, $p_1 = N_v \exp(-\epsilon_i/kT_0)$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, N_a и N_d — концентрации акцепторной и донорной (компенсирующей) примесей, N_a^0 и N_a^- — концентрации

нейтральных и ионизированных акцепторов, q — сечение фотоионизации примеси на волне 10.6 мкм, c — коэффициент захвата (рекомбинации) дырок ионом A^- . Для стационарного режима система уравнений сводится к уравнению для концентрации дырок

$$p^2 + (N_d + p_1^*)p - (N_a - N_d)p_1^* = 0, \quad (5)$$

где $p_1^* = p_1 + \frac{q}{c}\Phi$.

Подставляя в (5) $p = p_0 + p_\Phi$, где p_0 — равновесная концентрация дырок, для концентрации фоторожденных дырок получим

$$p_\Phi = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(A + \frac{q}{c}\Phi\right)^2 + 4B\frac{q}{c}\Phi} - \left(A + \frac{q}{c}\Phi\right) \right], \quad (6)$$

где $A = N_d + p_1 + 2p_0$, $B = N_a - N_d - p_0$.

Отсюда следует, что при заданной температуре T_0 и неизменном коэффициенте захвата c величина p_Φ в общем нелинейно зависит от Φ . При малом потоке $\Phi \ll Ac/q$ между p_Φ и Φ имеет место линейная зависимость

$$p_\Phi = \frac{B}{A} \frac{q}{c} \Phi = \frac{N_a - N_d - p_0 q}{N_d + p_1 + 2p_0 c} \Phi.$$

Однако по мере увеличения Φ

$$p_\Phi \rightarrow B = N_a - N_d - p_0 = N_a^0,$$

т. е. p_Φ стремится к постоянной величине, равной концентрации нейтральных акцепторов в отсутствие излучения.

Зависимость времени жизни неравновесных дырок от интенсивности определяется при этом выражением

$$\frac{1}{\tau} = c \sqrt{(N_d - p_1^*)^2 + 4N_a p_1^*}. \quad (7)$$

При малом потоке фотонов

$$\frac{1}{\tau} = c \sqrt{(N_d - p_1)^2 + 4N_a p_1} = c(N_d + p_1 + 2p_0),$$

т. е. τ не зависит от Φ . С увеличением Φ величина τ уменьшается и при больших значениях Φ время жизни $\tau \rightarrow 1/q\Phi$.

Вместе с тем благодаря изменению концентрации ионизированных акцепторов меняется подвижность μ_i , обусловленная рассеянием дырок на ионах примесей, тогда как подвижность μ_a , обусловленная рассеянием на акустических фонах,

остается постоянной. Эффективная подвижность дырок μ связана с μ_i и μ_a соотношением

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_a}.$$

Мы вычислили зависимость произведения $p\mu = i_{\Phi}/SeE$ от интенсивности I при постоянных значениях коэффициента захвата s и температуры $T_0 = 80$ К. При этом из-за различия фотоактивных примесей в исследованных трех разновидностях фотопроводников вместо N_a в формуле (6) подставлялись величины: N_{Hg} для 1Рт, $N_{Co} - N_{Ga}$ для 2Ко и $N_{Sb} - N_{Zn}$ для 3Цн.

Подвижность, обусловленная рассеянием на ионах примесных атомов, вычислялась по формуле Конвелл—Вайсгофа [1], в которой принималось $T_e = T_0$. Суммы ΣN_i и $\Sigma N_i Z^2$ в [1] вычислялись согласно следующим соотношениям: $\Sigma N_i = 2N_{Sb} + p_0 + p_{\Phi}$ для 1Рт, $\Sigma N_i = 2N_{Ga} - p_0 - p_{\Phi}$ для 2Ко, $\Sigma N_i = N_{Sb} + N_{Zn}$ и $\Sigma N_i Z^2 = 2(N_{Sb} - N_{Zn}) + 3(p_0 + p_{\Phi})$ для 3Цн. Подвижность μ_a вычислялась по известной формуле для рассеяния на акустических фононах [2] для $T_0 = 80$ К.

Результаты вычислений зависимости произведения $p\mu$ от интенсивности I приведены соответственно на тех же рисунках 1, $a-c$ штриховыми линиями. Процедура привязки расчетных зависимостей к экспериментальным рассмотрена далее в следующем разделе.

Как можно видеть, расчетные зависимости существенно отличаются от экспериментальных, в частности, в области малых интенсивностей. Отсюда следует, что нелинейность между фототоком и интенсивностью экспериментально проявляется при существенно меньших интенсивностях, чем это следует из анализа примесной фотопроводимости с неизменным коэффициентом захвата.

Влияние разогрева дырок при фотодиссоциации

При фотоионизации примесных центров Hg^0 , Zn^- , Co^+ в германии p -типа квантами излучения $h\nu = 117$ мэВ при $T_0 = 80$ К фоторожденные дырки приобретают избыточную энергию $\varepsilon_0 = h\nu - \varepsilon_i$, равную соответственно 26, 31 и 34 мэВ, тогда как $kT_0 = 7$ мэВ. Другими словами, при фотоионизации происходит разогрев неравновесных дырок и как следствие изменение коэффициента захвата и подвижности дырок, поскольку они зависят от энергии носителей заряда. Это влечет за собой дополнительное нарушение линейности фотоответа, не связанное непосредственно с изменением заселенности уровней примесных атомов.

Средняя энергия или эффективная температура неравновесных дырок зависит от соотношения между скоростями термализации и рекомбинации дырок. Поскольку рассеяние дырок на ионах примесей является практически упругим, скорость изменения энергии горячих носителей определяется рассеянием на акустических фононах. Если энергия горячих носителей $\varepsilon > T_0$, то скорость изменения энергии определяется уравнением [1.]

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -A_a \varepsilon^{3/2},$$

где $A_a = 2^{3/2} E_1^2 (m^*)^{5/2} / \pi \rho h^4$, E_1 — деформационный потенциал, ρ — плотность германия, m^* — эффективная масса дырки. Интегрируя это уравнение в пределах от $t = 0$ до t и от ε_0 до $\varepsilon(t)$, получим зависимость энергии дырок от времени

$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_0}{\left(1 + \frac{1}{2} A_a \sqrt{\varepsilon_0} t\right)^2}.$$

Пользуясь этим соотношением, можно оценить время релаксации энергии τ_e , если положить, что при $t = \tau_e$, $\varepsilon = 3kT_0/2$. Оценка для $T_0 = 80$ К и $\varepsilon_0 = 30$ мэВ дает $\tau_e \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с. Другая оценка τ_e согласно соотношению [2]

$$\frac{1}{\tau_e} = \delta \frac{1}{\tau_a},$$

где $\delta = 2m^* v_s^2 / kT_0$ — коэффициент неупругости рассеяния на акустических фоновых, v_s — скорость звука в германии, τ_a — время релаксации квазиимпульса при рассеянии на акустических фонах дает $\tau_e = 8 \cdot 10^{-10}$ с. Время жизни неравновесных дырок в исследованных образцах фотопроводников $< 3 \cdot 10^{-10}$ с и уменьшалось с увеличением интенсивности излучения.

Очевидно, что при среднем времени жизни τ времена существования разных дырок различны, т. е. существует определенное распределение дырок по временам существования. Дырки, которые исчезают за время $t < \tau_e$, захватываются горячими, напротив, дырки, существующие дольше τ_e , захватываются как равновесные (избыточные). Поэтому для оценки эффективной температуры дырок следует усреднить $\varepsilon(t)$ по времени с учетом функции распределения дырок по временам существования. Для оценки $\bar{\varepsilon}$ ограничимся, следуя [3], усреднением за среднее время жизни τ . Тогда

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \varepsilon(t) dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau_e} \varepsilon(t) dt + \frac{1}{\tau} \int_{\tau_e}^{\tau} \varepsilon(t) dt.$$

Поскольку при $t > \tau_e$ средняя энергия $\bar{\varepsilon} = 3kT_0/2$, то второй член не дает вклада в эффект разогрева дырок. Интегрируя первый член, получим для средней энергии выражение

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0}{1 + \frac{1}{2} A_a \sqrt{\varepsilon_0} \tau}, \quad (8)$$

связывающее $\bar{\varepsilon}$ с временем жизни τ .

В электропроводности наряду с неравновесными дырками участвуют и равновесные, возникающие благодаря тепловой генерации, что существенно при малых интенсивностях излучения. Благодаря междырочному взаимодействию в фотопроводнике может установиться средняя эффективная температура T_e дырок. Приблизительно величину T_e можно оценить как среднюю взвешенную

$$T_e = \frac{\rho_0 T_0 + \rho_{\Phi} T_b}{\rho_0 + \rho_{\Phi}}, \quad (9)$$

где $T_b = \varepsilon/k$.

Изменение эффективной температуры T_e при постоянной температуре полупроводника T_0 приводит к изменению коэффициента захвата c . Полагая, что сечение захвата S_p дырок примесными центрами с глубокими энергетическими уровнями не зависит от T_e , для коэффициента захвата будем иметь

$$c = S_p v = c_0 \sqrt{T_e}, \quad (10)$$

где c_0 — константа, нормированная относительная значения c при $T_e = T_0 = 80$ К, v — средняя скорость дырок.

При наличии эффекта разогрева дырок при фотоионизации концентрация p_Φ и время жизни τ определяются формулами (6) и (7), в которых коэффициент захвата c зависит от T_e согласно (10). Формулы (8) и (9), а также (6) и (7), в которых $c = c_0 \sqrt{T_e}$, образуют систему уравнений относительно переменных T_b , T_e , τ и p_Φ для заданной интенсивности I .

Вследствие изменения эффективной температуры дырок возникают соответствующие изменения подвижностей μ_i и μ_a : $\mu_i \sim T_e^{3/2}$ и $\mu_a \sim T_e^{-1/2}$.

Мы вычислили зависимости произведения $p_\Phi \mu$ от I с учетом эффекта разогрева дырок при фотоионизации примесей излучением CO_2 -лазера с $\lambda = 10.6$ мкм. Решение вышеуказанной системы уравнений осуществлялось численно методом итераций.

Поскольку длина экранирования свободными дырками в исследованных образцах фотопроводников оказалась больше расстояния между ионами примесных атомов во всей области изменения интенсивности, подвижность μ_i вычислялась по формуле Конвелл—Вайскопфа [4]

$$\mu_i = \frac{8\sqrt{2}\epsilon^2 (kT_e)^{3/2}}{\pi^{3/2} e^3 (m^*)^{1/2} \left(\sum N_i Z^2 \right) L}, \quad (11)$$

где

$$L = \ln \left[1 + \left(\frac{3\epsilon}{e^2} \right)^2 \frac{(kT_e)^2}{\left(\sum N_i \right)^{2/3}} \right].$$

Подвижность, обусловленная рассеянием дырок на акустических фононах, вычислялась согласно известному выражению

$$\mu_a = \frac{2\sqrt{2}\pi e h^4 \rho v_s^2}{3 (m^*)^{5/2} E_1^2 k^{3/2} T_0 T_e^{1/2}}. \quad (12)$$

Результаты вычислений $p_\Phi \mu$ представлены на рис. 1, a — c сплошными линиями соответственно для фотопроводников 1Рт, 2Ко и 3Цн. Наилучшее приближение вычисленных зависимостей к экспериментальным достигалось подбором величины сечения фотоионизации в относительно небольших пределах. Для всех трех разновидностей фотопроводников было принято значение $c_0 = 4.45 \cdot 10^{-7}$, что соответствует коэффициенту захвата $c = 4 \cdot 10^{-6}$ см³/с при $T_0 = 80$ К в отсутствие излучения. Расчетные кривые привязывались к экспериментальным в точке, соответствующей минимальной интенсивности. Расчетные кривые для случая постоянной температуры дырок T_0 привязывались к предыдущим в области малых интенсивностей, где они просто совпадают.

Как можно видеть на рис. 1, a , b , вычисленные зависимости довольно хорошо воспроизводят экспериментальные во всей области изменения интенсивности излучения для фотопроводников 1Рт и 2Ко. Для фотопроводника 3Цн расчетная зависимость приближается к экспериментальной в области малых и больших интенсивностей и заметно отклоняется от последней в промежуточной области. Это отклонение проявляется при концентрации фоторожденных дырок, соизмеримой с равновесной концентрацией.

Заключение. Нелинейность зависимости фототока от интенсивности излучения у фотопроводников из германия p -типа с примесями Hg^0 , Co^+ и Zn^- соответственно проявляется при существенно меньших интенсивностях, чем это следует из

анализа примесной фотопроводимости с постоянным коэффициентом захвата неравновесных дырок примесными центрами при неизменной температуре дырок, равной температуре полупроводника.

Наблюдаемая нелинейность зависимости фототока от интенсивности излучения для фотопроводников с примесями Hg^0 и Co^+ , а также с примесью Zn^- в области малых интенсивностей может быть объяснена влиянием разогрева дырок при фотоионизации примесей излучением CO_2 -лазера с $\lambda = 10.6$ мкм на коэффициент захвата и подвижность неравновесных дырок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Э. Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, 384. М. (1970).
- [2] Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках, 304. М. (1986).
- [3] P. Norton, H. Levinstein. Phys. Rev. B, 6, 478 (1972).
- [4] E. M. Convell, V. F. Weisskopf. Phys. Rev., 77, 388 (1950).

Редактор В. В. Чалдышев
