

ТОКОВАЯ ДЕГРАДАЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ α -Si : H

Ендриховский С. А., Ройзин Я. О., Свиридов В. Н., Цыбесков Л. В.

Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства гетероструктур кристаллический кремний—аморфный гидрированный кремний. Обнаружено, что в результате пропускания тока плотностью $j_s \geq 10^{-5}$ А/см² необратимо изменяется вид вольтамперных и вольт-фарадных характеристик образцов, возрастает спектральная плотность мощности токовых шумов, появляется дополнительный максимум в спектрах фототока короткого замыкания в области энергий 1.5 эВ. Полученные результаты интерпретируются на основе представлений о локальной эффузии водорода. Данные измерений шумов использованы для расчета концентраций ловушек в α -Si : H.

Гетероструктуры на основе аморфного гидрированного кремния (α -Si : H) широко применяются в различных полупроводниковых устройствах [1]. Особый интерес представляют системы кристаллический кремний (c -Si)—аморфный гидрированный кремний (α -Si : H), которым свойственны диодность, высокий квантовый выход фотопроецируемости и достаточно низкая плотность состояний на границе раздела ($N_{ss} \approx 10^{11}$ см⁻²) [2, 3]. Такие характеристики, по-видимому, обусловлены пассивацией водородом оборванных связей кремния в объеме и на границе раздела. В то же время стабильность связей Si—H при внешних воздействиях (термических, световых, электрополевых и т. д.) может быть одним из физических ограничений работы соответствующих устройств [4].

Целью настоящей работы являются комплексные экспериментальные исследования токовых воздействий на электрофизические и фотоэлектрические свойства гетероструктур кристаллический кремний—аморфный гидрированный кремний.

Образцы и методики экспериментов

Исследуемые образцы представляли собой сэндвич-структуры: слой α -Si : H получались разложением силана (SiH₄) в ВЧ разряде на подложки монокристаллического кремния n -типа при $T=200 \div 260$ °С. Толщина слоев составляла 0.2÷0.3 мкм. Для напыления полупрозрачных металлических электродов использовались металлы, образующие с α -Si : H омический контакт: Cr, Ni—Cr [1, 5].

Спектры оптического пропускания в ИК области и области края фундаментального оптического поглощения показывают, что все используемые образцы характеризуются шириной оптической щели $E_g^0 \approx 1.8$ эВ и содержанием водорода в основном в виде Si—H-связей (пик в области 2000 см⁻¹ [5]).

Электрические и фотоэлектрические характеристики структур металл (Me)— α -Si : H— c -Si—металл (Me) измерялись на постоянном токе с помощью электрометрических усилителей В7-30 и У5-9, а на переменном токе — мостом переменного тока Е8-2 в области частот $10^2 \div 10^5$ Гц. Токковые шумы гетероструктур измерялись в диапазоне частот 100÷16 000 Гц шумомером RFT-023 с малозумящим предусилителем [6]. Для изучения фотоиндуцированных процессов в качестве источников освещения использовались ОКГ ЛГ-70 (440 нм, 30 мВт) и ЛГ-126 (630, 1150 нм, 10 мВт).

а. *Исходные структуры.* На рис. 1—4 (кривые *a*) приведены спектры фототока короткого замыкания $I_{\phi}(h\nu)$, вольтамперные $I(U)$ и вольтфарадные $C(U)$ характеристики (ВАХ, ВФХ), а также зависимость спектральной плотности мощности токовых шумов S_{ω} для исходных образцов $\text{Me}-a\text{-Si}:\text{H}-c\text{-Si}-\text{Me}$. Резкая длинноволновая граница $I_{\phi}(h\nu)$ в области $1.7\div 1.8$ эВ (рис. 1, *a*) свидетельствует о том, что практически все встроенное поле сосредоточено в $a\text{-Si}:\text{H}$, причем насыщение (или неявно выраженный максимум) $I_{\phi}(h\nu)$ определяется из условия $\alpha d=1$, где α — значение коэффициента оптического поглощения $a\text{-Si}:\text{H}$ при $h\nu \approx 2.1\div 2.2$ эВ [как и в работе [5], $\alpha \approx (3\div 5) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$], d — толщина пленки $a\text{-Si}:\text{H}$. Приведенные на рис. 2, *a* $C(U)$ -характеристики имеют вид, характерный для структур типа МДП. Оценка плотности состояний

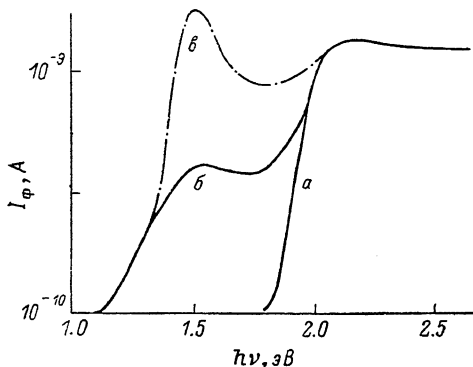


Рис. 1. Спектральные характеристики фототока короткого замыкания структур $(\text{Ni}, \text{Ni}-\text{Cr})-a\text{-Si}:\text{H}-c\text{-Si}-\text{Me}$.

a — исходные структуры, *b* — после токового воздействия, *c* — после облучения светом ($\lambda=440 \text{ нм}$, $P \sim 30 \text{ мВт}$) в короткозамкнутом состоянии; в течение 40 ч после облучения фототок релаксирует к стационарному значению, совпадающему с *b*.

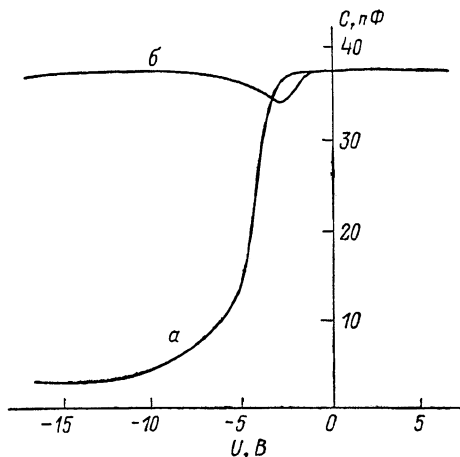


Рис. 2. Вольтфарадные зависимости структур $(\text{Ni}, \text{Ni}-\text{Cr})-a\text{-Si}:\text{H}-c\text{-Si}-\text{Me}$.

a — исходные структуры, *b* — после токового воздействия.

на границе раздела $a\text{-Si}:\text{H}-c\text{-Si}$ по методу Термана [7] дает $N_{ss} \approx (2\div 5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Анализ ВАХ показывает, что в области прямых смещений («+» на $a\text{-Si}:\text{H}$) при напряженности поля $E > 10^4 \text{ В/см}$ $I \sim U^3$, а для обратных смещений при $E > 10^5 \text{ В/см}$ $I \sim U^{3/2}$. Подобная зависимость, как правило, характерна для инжекционных токов [8]. Результаты измерений частотных зависимостей шума $S_{\omega}(\omega)$ (рис. 4, *a*) показывают, что в исследуемых структурах имеется мощная низкочастотная компонента со спектром $\omega^{-\beta}$, где параметр β для различных образцов меняется от 1 до 2. Зависимость спектральной плотности мощности шума от тока $S_{\omega}(I)$ носит степенной характер $S_{\omega} \sim I^n$ с показателем степени $1.5 \leq n \leq 2.5$. Значения S_{ω} для различных структур $\text{Me}-a\text{-Si}:\text{H}-c\text{-Si}-\text{Me}$, приготовленных на одной пластине, различались не более чем в 3 раза.

б. Деградация в результате токового воздействия. Приложение прямого смещения в течение нескольких минут ($j_s \geq 10^{-5} \text{ А/см}^2$, где j_s — среднее значение плотности тока по площади образца) приводит к необратимым изменениям исходных характеристик. В спектрах фототока короткого замыкания появляется дополнительный максимум в области энергий $h\nu \approx 1.5$ эВ (рис. 1, *б*), возрастает мощность токовых шумов (рис. 4, *б*), меняется вид вольтамперных и вольтфарадных характеристик (рис. 2, *б*, 3, *б*). Измеренная на частоте 30 кГц $C(U)$ -характеристика становится «низкочастотной», причем емкость структуры слабо модулируется напряжением. На вольтамперной характеристике изменения

наиболее заметны: в прямом и обратном направлениях ток возрастает в 50—100 раз.

Аналогичные изменения можно наблюдать и при облучении в течение 50—100 с короткозамкнутого образца светом мощностью 10÷20 мВт с энергией квантов $h\nu \geq E_g^0$ ($E_g^0 = 1.8$ эВ — ширина оптической щели a -Si : H). Отличительной особенностью (по сравнению с электрополевым воздействием) является значительный рост фототока короткого замыкания в области энергий $h\nu \approx 1.5$ эВ (величина спектрального максимума здесь становится в 3—5 раз больше основного в области $h\nu \approx 2.1$ эВ). В течение 30—40 ч после облучения фототок релаксирует к новому стационарному значению (рис. 1, в). Следует отметить, что облучение образцов при разомкнутой цепи не приводило к изменениям исследуемых характеристик. Это указывает на то, что деградация обусловлена протеканием фототока через образец.

Измерения температурной зависимости проводимости на постоянном токе показали, что в интервале 100÷300 К проводимость образцов меняется экспоненциально, но в результате деградации величина энергии активации уменьшается от 0.3÷0.4 (в исходных образцах) до 0.1 эВ.¹

Обсуждение экспериментальных результатов

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить на основании

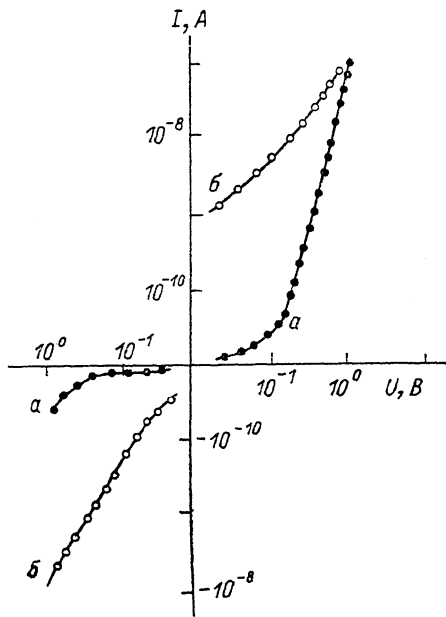


Рис. 3. Вольтамперные характеристики структур (Ni, Ni—Cr)— a -Si : H— c -Si—Me в исходном состоянии (а) и после токового воздействия (б).

представлений о возникшей в результате деградации неоднородности электрических свойств образцов по площади. Действительно, появление дополнительного максимума в спектрах фототока с длинноволновой границей $h\nu \approx 1.1$ эВ (рис. 1, б) свидетельствует об образовании области обеднения в кремниевой подложке на границе раздела c -Si— a -Si : H. Фототок, соответствующий собственному поглощению в c -Si, возникает из-за разделения фотогенерированных электронно-дырочных пар электрическим полем области обеднения. В то же время вид C — U -характеристик после токовой деградации (рис. 2, б) указывает на то, что большая часть границы раздела c -Si— a -Si : H по-прежнему находится в обогащении. Незначительное уменьшение среднего значения напряжения плоских зон может быть связано с изменением зарядового состояния границы раздела на локальных участках. Дополнительным аргументом в пользу представлений о локальном характере процессов деградации является отсутствие существенных изменений в спектрах фототока в области энергий, соответствующих поглощению в a -Si : H (рис. 1, б).

Тот факт, что вольтамперные характеристики (ВАХ) исследованных образцов имели степенной характер с показателем степени 1.5÷3 (рис. 3), позволяет предположить, что реализуется инжекционный механизм проводимости (например,

¹ Указанное значение энергии активации проводимости не следует связывать с положением уровня Ферми в объеме образца, поскольку в данном случае толщина пленки a -Si : H меньше дебаевской длины экранирования. Это, как правило, приводит к уменьшению энергии активации проводимости по сравнению с результатами, полученными на тех же образцах, но в планарной геометрии с расстоянием между контактами $d \approx 1$ мм (в наших образцах $E_F \approx 0.8$ эВ). Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [9].

ток, ограниченный пространственным зарядом, локализованным на центрах, концентрация которых при увеличении глубины залегания экспоненциально падает с характеристической температурой T_c [10, 11]). Выпрямляющий характер ВАХ связан, видимо, с перераспределением приложенного напряжения на область пространственного заряда (ОПЗ) кристаллического кремния. Отсутствие диодности после токового воздействия может быть следствием значительного увеличения плотности состояний на локальных участках границы раздела $c\text{-Si}-a\text{-Si} : \text{H}$, генерационный ток которых препятствует перераспределению напря-

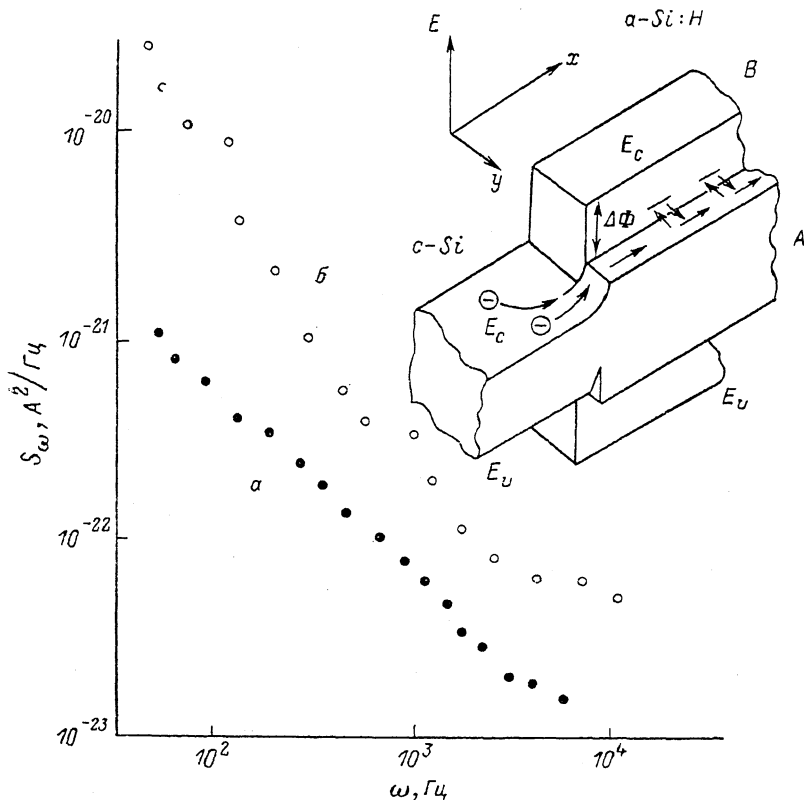


Рис. 4. Частотные зависимости спектральной плотности мощности токового шума структур $(\text{Ni}, \text{Ni-Cr})-a\text{-Si} : \text{H}-c\text{-Si}-\text{Me}$ до (а) и после (б) токового воздействия.

На вставке показан предполагаемый характер токопереноса в области границы раздела $a\text{-Si} : \text{H}-c\text{-Si}$: носители заряда перемещаются в основном по низкоомному каналу (область А), образовавшемуся в результате деградации, и туннельно взаимодействуют с ловушками, расположенными в высокоомной области В.

жения. Это согласуется с наблюдаемыми изменениями вольффардных характеристик (ВФХ). Действительно, увеличение темпа генерации уменьшает характерное время релаксации инверсионного слоя, в результате чего $C-U$ -характеристика становится «низкочастотной» (рис. 2, б). Представления об увеличении плотности поверхностных состояний на локальных участках границы раздела позволяют объяснить и наблюдаемые изменения фототока короткого замыкания при воздействии излучением на короткозамкнутый образец. Рост и последующие долговременные релаксации I_ϕ в области энергий $h\nu \approx \approx 1.5$ эВ могут быть связаны с изменением величины потенциального барьера на границе $c\text{-Si}-a\text{-Si} : \text{H}$ в результате заполнения поверхностных состояний неравновесными носителями заряда и последующей их рекомбинацией. Уменьшение энергии активации проводимости при токовой деградации также свидетельствует о понижении эффективной величины потенциального барьера на границе $c\text{-Si}-a\text{-Si} : \text{H}$, что может быть следствием увеличения концентрации поверхностных состояний.

Проанализируем представленные на рис. 4 шумовые характеристики исследуемых структур. Наблюдаемый разброс в значениях спектральной плотности мощности шума S_ω , полученных на одном образце, можно объяснить следующим образом. Пусть j_k — плотность тока, протекающего через однородный участок образца с площадью S_k . Тогда ток, текущий через весь электрод, есть

$$I_n = \sum_{k=1}^n S_k j_k, \quad (1)$$

где n — количество однородных участков. Очевидно, что S_k — вероятность того, что плотность тока через k -й участок равна j_k . Спектральная плотность мощности токового шума при этом равна [12]

$$S_\omega = \frac{\overline{I_n^2}}{\Delta\omega} = C I_n^2 \frac{\overline{j_k^2}}{(\overline{j_k})^2} \left(\sum_{k=1}^n S_k \right)^{-1} = \frac{C I_n^2 \overline{j_k^2}}{S (\overline{j_k})^2}. \quad (2)$$

При выводе (2) считалось, что генераторы шума, связанные с каждым участком структуры, некоррелированы, C — постоянный коэффициент, причем на каждом однородном участке шум пропорционален квадрату тока $S_\omega \sim j_k^2$. Отношение $\overline{j^2}/(\overline{j_k})^2$ и определяет разброс значений шума в эксперименте.

Из рис. 4 видно, что возрастание шума S_ω в результате токового воздействия существенно превышает дисперсию, наблюдаемую на исходных образцах. Высокие значения и специфические частотные зависимости шума также находят объяснение в рамках представлений о неоднородном токопереносе в a -Si : H. Возможно, что исходный аморфный кремний композиционно не однороден: участкам с пониженным содержанием водорода соответствуют области с меньшими значениями ширины запрещенной зоны — «долины». По таким долинам в основном и осуществляется токоперенос. В качестве долин могут выступать области, примыкающие к стенкам микроскопических пор, где наиболее вероятны эффузия или неоднородное распределение водорода [4, 5]. (Известно, что слои a -Si : H имеют мелкопористую колонковую структуру, в которой микропоры ориентированы параллельно направлению роста пленки [1, 5]).

На вставке к рис. 4 показано, как электроны перемещаются по долине, образовавшейся в результате эффузии водорода при токовом воздействии, и туннельно взаимодействуют с ловушками, расположенными в областях a -Si : H с большей шириной запрещенной зоны. Причиной возникновения шумов, по нашему мнению, являются флуктуации заряда, локализованного на данных ловушках. Изменения заряда ΔQ_i на центрах с постоянной времени τ в объеме ΔW области B приводит к изменению подвижного заряда $\delta \Delta Q_0$ в канале A в результате кулоновского взаимодействия. Среднеквадратичная флуктуация тока, связанная с флуктуацией заряда в объеме ΔW , есть

$$(\Delta I)^2 = (I/Q_0 l d)^2 (\delta \Delta Q_0)^2, \quad (3)$$

где l — длина низкоомного канала утечки, d — толщина пленки a -Si : H; размер канала утечки $z \ll l, d$. Нетрудно убедиться в том, что в случае проводимости в канале A по механизму ТОПЗ с экспоненциальным распределением ловушек по энергиям [8] флуктуации концентрации подвижного заряда в канале связаны с общей флуктуацией заряда соотношением

$$\delta \Delta Q_0 = \left(\frac{Q_i}{e N_i k T_i} \right)^{\frac{\tau_i}{T}-1} \delta \Delta Q_i \frac{N_c}{e N_0 k T}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, а значение Q (в Кл/см²) по порядку величины равно заряду на обкладке эквивалентного конденсатора Me— a -Si : H— c -Si. Значение спектральной плотности мощности шума S_ω получается интегрированием выражения для спектральной плотности флуктуации заряда на ловушках по длине канала утечки и по τ в диапазоне времен от τ_1 до τ_2 . Считая, что концентрация глубоких ловушек в области B есть N_i и $N_i(E) = \text{const}$, для туннельного

захвата носителей из канала утечки A на состояния в области B (см. вставку на рис. 4) в диапазоне частот $1/\tau_1 < \omega < 1/\tau_2$ можно получить для величины S_ω следующее выражение:

$$S_\omega = \frac{\pi I^2 k T e^2}{l d k_0 \omega} \frac{N_f}{Q_f^2}, \quad (5)$$

где $k_0 = \sqrt{2m^* \Delta\Phi}$ ($1/\hbar$) — обратная длина туннелирования, m^* — эффективная масса электрона, $\Delta\Phi$ — величина потенциального барьера на границе областей A и B . Если в результате токовой деградации имеет место эффузия водорода из области A , где $a\text{-Si} : \text{H}$ полностью теряет водород и преобразуется в $a\text{-Si}$, то высота барьера будет составлять $\Delta\Phi \approx 0.5$ эВ (для $a\text{-Si}$ $E_g = 1.1 \div 1.3$ эВ), что соответствует $k_0 \approx 5 \cdot 10^7$ см $^{-1}$. Подставляя в (5) характерные значения $S_\omega = 10^{-22} \div 10^{-21}$ А 2 /Гц при $I \approx 5 \cdot 10^{-8}$ А, $T_f = 2$, $l \approx d \approx 10^{-5}$ см, $\omega \approx 5 \cdot 10^2$ Гц, $Q_f = CU \approx 5 \cdot 10^{-7}$ Кл/см 2 , $kT = 0.025$ эВ и считая, что в результате деградации образуется единственный канал утечки, получим $N_f \approx 10^{18} \div 10^{19}$ см $^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Полученное значение по порядку величины согласуется с данными различных работ по определению концентрации ловушек в аморфном гидрированном кремнии [1, 5, 10–12].

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Обнаружен эффект необратимой деградации электрических и фотоэлектрических свойств гетероструктур кристаллический кремний—аморфный гидрированный кремний в результате протекания тока (или фототока) со средней плотностью $j_s \geq 10^{-5}$ А/см 2 .

2. Показано, что наблюдаемые изменения вольтамперных, вольтфарадных и шумовых характеристик, а также спектров фототока короткого замыкания структур $c\text{-Si}—a\text{-Si} : \text{H}$ можно объяснить на основе представлений о локальном характере процессов токопереноса и деградации исследованных структур.

3. Предложена модель токовых шумов в структурах с $a\text{-Si} : \text{H}$, позволяющая объяснить частотные зависимости и характерные значения спектральной плотности мощности шума, а также особенности их изменений в результате токовой деградации.

Авторы благодарны М. Г. Фойгелю за интерес к работе и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Аморфные полупроводники и приборы на их основе / Под ред. И. Хамакава. М., 1984. 331 с.
- [2] Rubinelli F., Albornoz S., Buitrago R. // Sol. St. Electron. 1985. V. 28. N 8. P. 741—750.
- [3] Veix-Rochaz L., Chenevac Paule A. // J. Non-Cryst. Sol. 1980. V. 35-36. P. 737—742.
- [4] Казакова И. А., Сидорова Т. А., Андреев А. А., Аблова М. С., Пилатов А. Г. // Тез. докл. Всес. конф. «Диагностика поверхности». Каунас, 1986. С. 37.
- [5] Физика аморфного гидрогенизированного кремния. Т. 2. / Под ред. Дж. Джоунополюса, Дж. Люковски. М., 1987. 447 с.
- [6] Леонтьев Г. Е., Арманавичус В. П. // ПТЭ. 1984. № 1. С. 126—129.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 419 с.
- [8] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 415 с.
- [9] Meaudre R. // Thin Sol. Films. 1987. V. 148. N 2. P. 121—125.
- [10] Chik K. P., Yu C. K., Lim P. K., Tong B. Y., John P. K., Wong S. K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7827—7834.
- [11] Gandopadhyay S., Iselborn S., Rübhel H., Schröder W., Geiger J. // Phil. Mag. B. 1985. V. 51. N 3. P. L33—L38.
- [12] Нахмансон Р. С., Ройзин Я. О. // Тр. XX Межд. коллоквиума. Ильменау (ГДР), 1975. Т. 5. С. 77—80.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова

Получена 1.03.1988
Принята к печати 21.10.1988