

Нелинейный магнетотранспорт в квазидвумерной системе с высокой электронной подвижностью

А. А. Быков¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 22 мая 2008 г.

После переработки 5 июня 2008 г.

Исследовано влияние величины постоянного электрического тока I_{dc} на низкотемпературный магнетотранспорт высокоподвижных электронов в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными уровнями размерного квантования. Показано, что в изучаемой квазидвумерной системе при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B > 0.1$ Тл возникают осцилляции сопротивления ρ_{xx} , периодические в обратном магнитном поле, обусловленные резонансными изоэнергетическими переходами электронов между уровнями Ландау различных подзон. Обнаружено, что при увеличении I_{dc} происходит инверсия этих осцилляций. Установлено, что обнаруженный эффект обусловлен электронным транспортом в нелинейном режиме.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

Недавно было показано, что в двумерных полупроводниковых системах с высокой электронной подвижностью даже относительно слабое магнитное поле, то есть когда уровни Ландау существенно уширены, приводит к значительной модификации транспортных явлений в них [1–4], в том числе и в нелинейном режиме [5–17]. В общем случае нелинейные явления в таких системах в магнитном поле обусловлены влиянием электрического поля на межуровневые и внутриуровневые процессы рассеяния электронов, а также неравновесным заполнением электронных состояний на уширенных уровнях Ландау [5–8]. Было установлено, что межуровневые процессы рассеяния приводят к периодическим в обратном магнитном поле осцилляциям ρ_{xx} [9, 12], положение максимумов которых определяется условием $l\omega_c\hbar = 2eR_cE_H$, где l – целое положительное число, ω_c – циклотронная частота, R_c – циклотронный радиус электронов на уровне Ферми, а E_H – холловское электрическое поле. Также было показано, что в двумерных системах с высокой электронной подвижностью в нелинейном режиме возникает отрицательное магнетосопротивление [11, 14] и зануление дифференциального сопротивления [15]. К настоящему времени нелинейный магнетотранспорт в высокоподвижных электронных системах с одной заполненной подзоной размерного квантования изучен достаточно подробно [5–17], однако в квазидвумерных системах он до сих пор остается практически неисследо-

ванным как теоретически [18–21], так и экспериментально [22, 23].

В квазидвумерных системах, то есть системах с несколькими заполненными подзонами размерного квантования, помещенных в магнитное поле B , каждой подзоне размерного квантования соответствует своя “лестница” уровней Ландау. При изменении B уровни Ландау различных подзон периодически пересекают уровень Ферми, что приводит к появлению в зависимости $\rho_{xx}(B)$ нескольких серий осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ). Кроме того, в квазидвумерных системах при изменении B периодически становятся возможными резонансные изоэнергетические переходы электронов между уровнями Ландау различных подзон [18–21]. Такие резонансные переходы приводят к так называемым магнето-межподзонным осцилляциям сопротивления, которые наблюдались в одиночных GaAs квантовых ямах [22]. Совсем недавно магнето-межподзонные осцилляции были обнаружены в двойных GaAs квантовых ямах [23]. В настоящей работе представлены результаты исследования нелинейного электронного транспорта в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными уровнями размерного квантования в области магнитных полей, где проявляются осцилляции, обусловленные резонансными изоэнергетическими переходами электронов между уровнями Ландау различных подзон. Показано, что магнетопольные осцилляции ρ_{xx} , возникающие в такой электронной системе за счет резонансного межподзонного рассеяния, существенно модифицируются при увеличении электрического тока I_{dc} . Полу-

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

ченные экспериментальные результаты объясняются электронным транспортом в нелинейном режиме.

Изучаемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные двойные GaAs квантовые ямы. Схематический вид двойной квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования представлен на вставке к рис.1. Ширина туннельно-связанных ям d_W

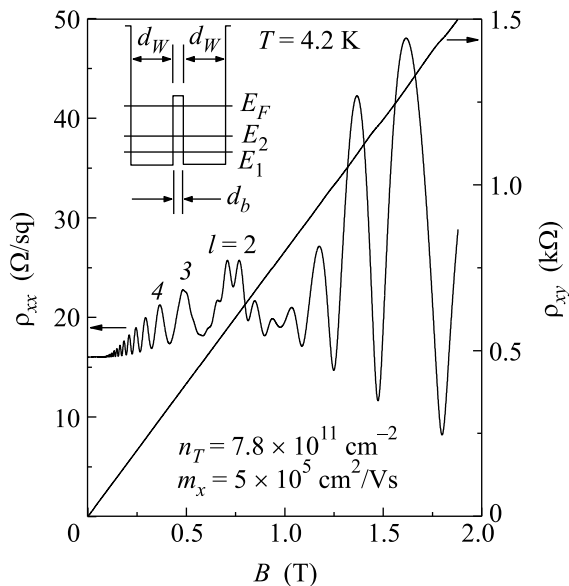


Рис.1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ (жирная линия) и $\rho_{xy}(B)$ (тонкая линия) для двойной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования E_1 и E_2 , измеренные на холловском мостике длиной $L=450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм при $T = 4.2$ К на переменном токе $I_{ac} = 1$ мкА. Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций сопротивления. На вставке приведена схема двойной квантовой ямы

составляла 13 нм. В качестве боковых барьеров к GaAs квантовым ямам использовались AlAs/GaAs сверхрешетки, а в качестве туннельного барьера между ямами использовался слой AlGaAs толщиной $d_b = 2$ нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках, отклонение у которых от плоскости (100) не превышало 0.02° . Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях B до 2 Тл на мостиках Холла длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм. Обе туннельно-связанные квантовые ямы были зашунтированы омическими контактами. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ измерялись на переменном электрическом токе I_{ac} , величиной менее 2 мкА в диапазоне частот (0.1–1) кГц, а также на постоянном токе I_{dc} величиной от 2 до 40 мкА. Общая

концентрация электронов n_T в двойной квантовой яме вычислялась из холловского сопротивления ρ_{xy} в магнитном поле 0.5 Тл. Величина n_T составляла $7.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность μ_x вычислялась из n_T и величины ρ_{xx} в нулевом магнитном поле. При температуре $T = 4.2$ К она составляла $5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$.

На рис.1 представлены типичные зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для исследуемой двойной GaAs квантовой ямы, измеренные на переменном токе $I_{ac} = 1$ мкА. Как следует из экспериментальной зависимости $\rho_{xx}(B)$, магнето-межподзонные осцилляции сопротивления в двойных GaAs квантовых ямах при температуре $T = 4.2$ К начинают проявляться в магнитных полях $B > 0.1$ Тл. Положение максимумов этих осцилляций в магнитном поле определяется условием: $E_2 - E_1 = l\omega_c\hbar$, где $E_2 - E_1$ – расщепление подуровней размерного квантования, ω_c – циклотронная частота, l – целое положительное число. Как видно из рисунка, начиная с максимума под номером $l = 3$, магнето-межподзонные осцилляции сопротивления сосуществуют с осцилляциями ШдГ. На рис.2а приведена зависимость $\rho_{xx}(1/B)$, показывающая, что

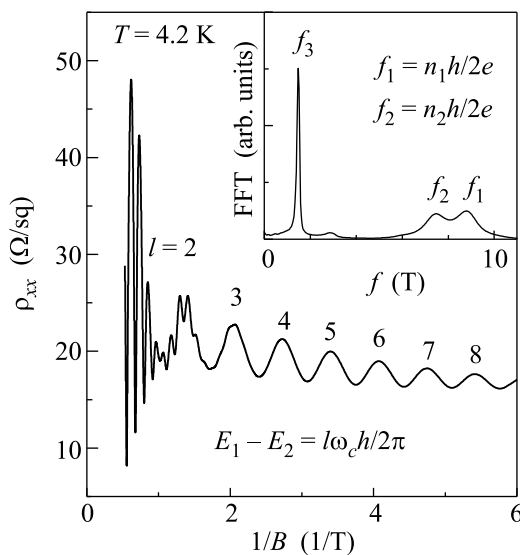


Рис.2. Зависимость $\rho_{xx}(1/B)$ для двойной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования, измеренная на холловском мостике длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм при $T = 4.2$ К на переменном токе $I_{ac} = 1$ мкА. Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций сопротивления. На вставке приведен результат фурье-анализа зависимости $\rho_{xx}(1/B)$

оба типа осцилляций периодичны в обратном магнитном поле. Результаты фурье-анализа зависимости ρ_{xx} от $1/B$ (после вычитания из нее усредненной компоненты) приведены на вставке рис.2а. Видно, что в

частотной зависимости проявляются три пика. Частоты, соответствующие максимумам этих пиков обозначены как f_1 , f_2 и f_3 . Частоты f_1 и f_2 соответствуют двум сериям осцилляций ШдГ, имеющих различные периоды в обратном магнитном поле. Эти частоты определяются концентрациями электронов в подзонах размерного квантования E_1 и E_2 , $n_1 = 2ef_1/h$ и $n_2 = 2ef_2/h$, соответственно. В исследуемых образцах сумма концентраций n_1 и n_2 с точностью 2% равнялась концентрации n_T , определенной из холловского сопротивления. При этом частота f_3 оказалась на 15% больше разности частот f_1 и f_2 . Вычисленная из величины f_3 разность энергий $E_2 - E_1$ равнялась 2.6 мэВ, что близко к расчетному значению для исследуемой двойной квантовой ямы.

На рис.3 приведены типичные зависимости $\rho_{xx}(B)$, измеренные на мостиках Холла длиной 450 мкм и шириной 50 мкм при двух различных

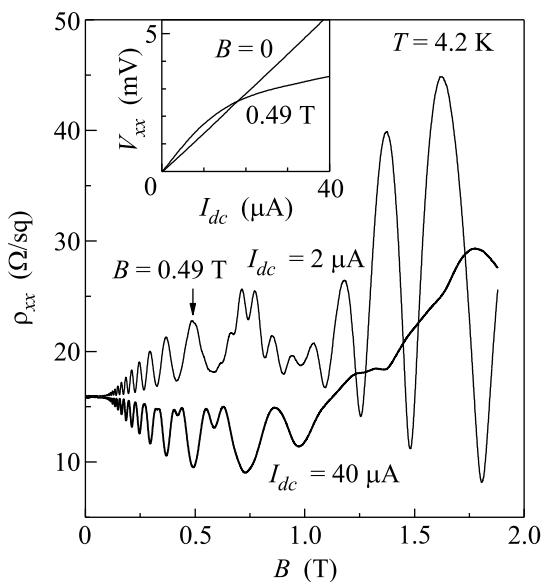


Рис.3. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для двойной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования, измеренные на холловском мостике длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм при $T = 4.2$ К на постоянном токе $I_{dc} = 2$ мкА (тонкая линия) и $I_{dc} = 40$ мкА (жирная линия). Стрелкой указан максимум, соответствующий номеру $l = 3$. На вставке приведены вольт-амперные характеристики для исследуемого мостика Холла при нулевом магнитном поле $B = 0$ и $B = 0.49$ Тл

величинах постоянного электрического тока I_{dc} . Рисунок показывает, что зависимость $\rho_{xx}(B)$, измеренная на постоянном токе $I_{dc} = 2$ мкА, практически не отличается от аналогичной зависимости, измеренной на переменном токе $I_{ac} = 1$ мкА (рис.1). Это

означает, что при температуре $T = 4.2$ К для токов, меньших 2 мкА, в исследуемых образцах в магнитных полях $B < 2$ Тл реализуется линейный режим. Видно, что при токе $I_{dc} = 40$ мкА магнетополовая зависимость $\rho_{xx}(B)$ существенно модифицируется. При таком токе осцилляции ШдГ полностью исчезают, а магнето-межподзональные осцилляции становятся противофазными. Обнаруженный “переворот” магнето-межподзонных осцилляций при увеличении I_{dc} , как показывает вставка на рис.3, связан с нелинейностью вольт-амперной характеристики изучаемых образцов. То есть магнитное поле в области проявления магнето-межподзонных осцилляций, несмотря на значительное уширение уровней Ландау за счет рассеяния на случайном потенциале, радикально трансформирует электронный транспорт, и он становится нелинейным по сравнению с нулевым магнитным полем. Рис.4 показывает, что

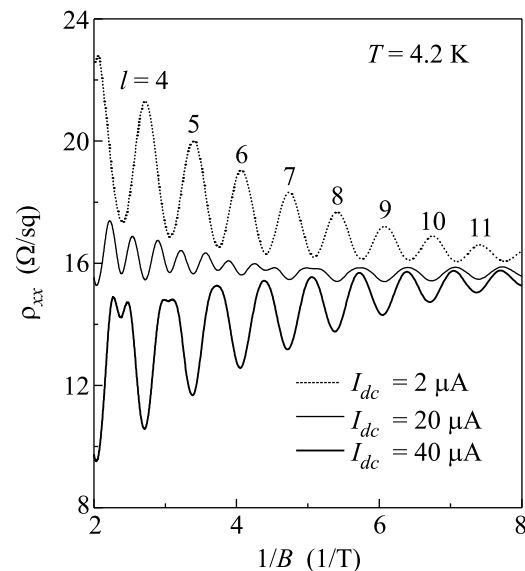


Рис.4. Зависимости $\rho_{xx}(1/B)$ для двойной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования, измеренные на холловском мостике длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм при $T = 4.2$ К на постоянном токе I_{dc} . Пунктирная линия – $I_{dc} = 2$ мкА. Тонкая линия – $I_{dc} = 20$ мкА, жирная линия – $I_{dc} = 40$ мкА. Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций сопротивления

“перевороту” магнето-межподзонных осцилляций при увеличении I_{dc} предшествует уменьшение их периода в 2 раза.

Переворот магнето-межподзонных осцилляций с ростом I_{dc} наблюдался ранее лишь в одиночной GaAs квантовой яме с двумя заполненными уровнями размерного квантования [22]. Однако этот эффект не

был изучен детально. Переворот осцилляций трактовался как их сдвиг по фазе, который объяснялся неупругим межуровневым электрон-фононным рассеянием вследствие увеличения электронной температуры T_e . Такое объяснение согласуется с наблюдаемым на рис.3 подавлением амплитуды осцилляций ШдГ в зависимости $\rho_{xx}(B)$, измеренной при токе $I_{dc} = 40$ мкА, если предположить, что это подавление связано с уширением уровней Ландау вследствие увеличения T_e . Однако для низкотемпературного магнетотранспорта высокоподвижных электронов в GaAs квантовых ямах недавно было показано, что подавление амплитуды осцилляций ШдГ с увеличением тока I_{dc} в них не связано с увеличением электронной температуры T_e [14]. Было установлено, что это подавление обусловлено неравновесным заполнением электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау под действием холловского электрического поля $E_H = \rho_{xy}I_{dc}/W$ [6, 7]. Холловское поле, в зависимости от его величины, может приводить как к внутриуровневым, так и межуровневым электронным переходам. В области больших факторов заполнения межуровневые переходы электронов в системе с одним заполненным уровнем размерного квантования происходят под действием E_H при выполнении условия $2eR_cE_H > \omega_c\hbar$. В системе с двумя заполненными подзонами размерного квантования под действием E_H возможны электронные переходы как между уровнями Ландау, принадлежащими одной подзоне, так и между уровнями Ландау, принадлежащими различным подзонам.

Оценки показали, что в диапазоне исследуемых токов переходы между уровнями Ландау, принадлежащими одной из подзон (E_1 или E_2), могут происходить лишь в области $B < 0.1$ Тл. То есть наблюдаемый “переворот” магнето-межподзонных осцилляций при увеличении I_{dc} не может быть связан с такими электронными переходами. Он может быть обусловлен лишь внутриуровневыми переходами и переходами между уровнями Ландау, которые принадлежат различным подзонам размерного квантования. Наиболее непротиворечивой причиной обнаруженного “переворота” магнето-межподзонных осцилляций является неравновесное заполнение электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау [6, 7, 24]. Как известно, наличие в симметричной по импульсам части неравновесной функции распределения областей с инверсным заполнением приводит к отрицательному вкладу в диссипативное сопротивление в магнитных полях, где $\rho_{xy} > \rho_{xx}$. В рамках такой модели трансформация магнето-межподзонных осцилляций с уве-

личением постоянного электрического тока I_{dc} обусловлена тем, что неравновесная функция распределения ферми-газа с высокой электронной подвижностью в скрещенных электрическом и магнитном полях не описывается электронной температурой.

Эта точка зрения согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис.5. Рисунок де-

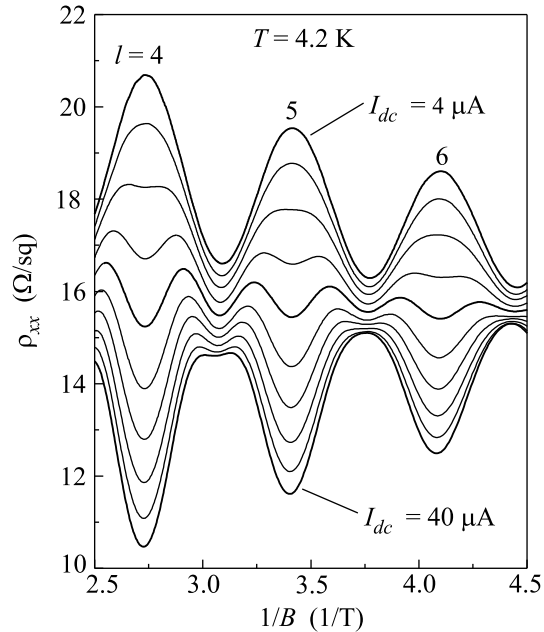


Рис.5. Зависимости $\rho_{xx}(1/B)$ для двойной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными уровнями размерного квантования, измеренные на холловском мостике длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм при $T = 4.2$ К на постоянном токе I_{dc} в диапазоне от 4 до 40 мкА с шагом 4 мкА. Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций сопротивления

монстрирует, что при увеличении I_{dc} происходит сдвиг магнето-межподзонных осцилляций на π , как это трактовалось в работе [22], а их инверсия. То есть в нелинейном режиме в областях пересечения уровней Ландау возникает отрицательный вклад в диссипативное сопротивление, который увеличивается с ростом I_{dc} . При промежуточном значении тока $I_{dc} = 20$ мкА этот вклад приводит к визуальному “уменьшению периода осцилляций сопротивления в 2 раза”, что, по сути своей, является результатом сложения положительного и отрицательного вкладов в осциллирующее магнетосопротивление. При токе $I_{dc} = 40$ мкА в области магнето-межподзонных осцилляций с номерами $l > 5$ отрицательный вклад является доминирующим и проявляется как их инверсия – максимумы превращаются в минимумы. Следует отметить, что качественно похожее явление воз-

никает в трехмерных электронных системах p -InSb и p -Ge, помещенных в сильное магнитное поле в неравновесных условиях, создаваемых межзонной монохроматической подсветкой [25, 26]. Так, например, в работе [26] было показано, что увеличение интенсивности межзонной подсветки приводит к инверсии магнетопольных осцилляций фототока, которая обусловлена отрицательным вкладом в фотопроводимость.

Таким образом, экспериментально обнаружено, что в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными уровнями размерного квантования постоянное электрическое поле существенно модифицирует поведение диссипативного сопротивления в области классически сильных магнитных полей, приводя к “перевороту” магнито- межподзонных осцилляций сопротивления. Полученные экспериментальные данные качественно объясняются возникновением в электронном спектре исследуемой квазидвумерной электронной системы, помещенной в скрещенные электрическое и магнитное поля, областей с инверсной заселенностью.

Автор благодарит М.В. Энтина за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов, а А.В. Горана за конструктивные замечания к статье. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

1. A. D. Mirlin, J. Winkle, F. Evers et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2801 (1999).
2. A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 126805 (2001).
3. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **78**, 165 (2003).
4. V. Renard, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **70**, 033303 (2004).
5. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).

6. I. A. Dmitriev, M. D. Vavilov, I. L. Aleiner et al., *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
7. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **76**, 115331 (2007).
8. X. L. Lei, *Phys. Rev. B* **77**, 205309 (2008).
9. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076801 (2002).
10. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. К. Калагин и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 348 (2005).
11. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 498 (2005).
12. А. А. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., *Phys. Rev. B* **72**, 245307 (2005).
13. А. А. Bykov, А. К. Bakarov, А. К. Kalagin et al., *Physica E* **34**, 97 (2006).
14. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., *Phys. Rev. B* **75**, 081305(R) (2007).
15. А. А. Bykov, Jing-qiao Zhang, S. Vitkalov et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 116801 (2007).
16. W. Zhang, H.-S. Chiang, M. A. Zudov et al., *Phys. Rev. B* **75**, 141304(R) (2007).
17. W. Zhang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 036805 (2008).
18. А. А. Романов, Л. И. Магарилл, В. С. Сардарян и др., *ФТП* **4**, 1262 (1970).
19. Л. И. Магарилл, А. А. Романов, *ФТТ* **13**, 993 (1971).
20. В. М. Поляновский, *ФТП* **22**, 2230 (1988).
21. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B* **49**, 5531 (1994).
22. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., *Phys. Rev. B* **46**, 12439 (1992).
23. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **87**, 563 (2008).
24. С. И. Дорожкин, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
25. А. С. Александров, Ю. А. Быковский, В. Ф. Елесин и др., *Письма в ЖЭТФ* **12**, 57 (1970).
26. В. Ф. Гантмахер, В. Н. Зверев, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 44 (1977).