

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ В СИЛЬНЫХ СВЧ ПОЛЯХ

Аблязимова Н. А., Вейнгер А. И., Питанов В. С.

Изучены вольтамперные характеристики (ВАХ) кремниевых $p-n$ -переходов в сильных СВЧ полях. Оказалось, что изменение ВАХ этих $p-n$ -переходов наблюдается уже в относительно слабых полях, когда рост температуры носителей заряда еще не заметен. Исследовано поведение коэффициента неидеальности, тока короткого замыкания $I_{кз}$ от напряжения холостого хода U_{xx} в этих условиях. По зависимости $I_{кз}$ обратной температуры носителей заряда определена высота барьера, который необходимо преодолеть носителям для рекомбинации. Рост U_{xx} не согласуется с изменением температуры носителей заряда. Обсуждены возможные механизмы возникновения ЭДС в кремниевых $p-n$ -переходах в сильных СВЧ полях.

Известно [1, 2], что воздействие внешнего электрического поля на носители заряда в $p-n$ -переходе приводит к их разогреву и возникновению термоэдс горячих носителей заряда U_T , зависящей от температуры носителей T_n и их концентраций n_n и $n_{p\text{ гр}}$ по обе стороны перехода:

$$U_T = \frac{kT_n}{e} \ln \left(\frac{n_n}{n_{p\text{ гр}}} \right) - V_0, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, V_0 — контактная разность потенциалов в равновесном переходе.

Изучение германиевых $p-n$ -переходов в греющих СВЧ полях [2, 3] показало, что соотношение (1) хорошо выполняется при больших временах жизни неосновных носителей заряда. При этом вольтамперные характеристики (ВАХ) переходов экспоненциальны, а температура носителей заряда равна $\Delta U / \Delta \ln I$, где U — разность потенциалов на переходе, I — ток через переход.

Поведение кремниевых $p-n$ -переходов в разогревающих СВЧ полях к настоящему времени изучено не так подробно, как германиевых. Естественно ожидать, что электронные процессы в кремниевых переходах при разогреве носителей должны протекать иначе, чем в германиевых, хотя бы потому, что в первых доминирует рекомбинационно-генерационный механизм прохождения тока в области потенциального барьера, тогда как во вторых — диффузионный механизм [4]. Настоящая работа посвящена изучению электрических свойств кремниевых $p-n$ -переходов в условиях разогрева носителей заряда сильным СВЧ полем.

Исследованные образцы изготавливались из электронного кремния с $n_n = (5 \div 7) \cdot 10^{14}$ см⁻³, а p -область создавалась локальной диффузией бора. Кристаллы имели размеры $10 \times 1 \times 0.3$ мм, причем переход размещался почти по всей поверхности наибольшей грани (10×1 мм). Контакты к области перехода были выполнены на краях, что позволило исключить воздействие на них СВЧ поля при измерениях. Исследовались образцы двух типов; образцы типа I отличались от образцов типа II более высокой поверхностной концентрацией бора и наличием дополнительно введенной примеси (никеля), создающей в переходе глубокие уровни.

При измерениях исследуемая структура помещалась в волновод сечением 23×4 мм в пучность электрического поля стоячей волны так, чтобы контакты

к областям перехода оказались вне волновода, а E -компонента СВЧ поля была направлена параллельно плоскости перехода. Разогревающий СВЧ импульс имел частоту 10 ГГц, длительность 5 мкс, частоту повторения 2 Гц и максимальную мощность $2 \cdot 10^4$ Вт (максимальное СВЧ поле 5 кВ/см). Измерения ВАХ образцов выполнялись при температурах решетки 300 и 77 К. Сопротивление нагрузки R_n подбиралось таким образом, чтобы переходные процессы успевали закончиться за время действия СВЧ импульса (в частности, все ВАХ измерялись при $R_n = 1$ кОм), и отсчет проводился по горизонтальной части импульса падения напряжения на R_n . Измерения и обработка результатов проводились по методике, описанной в [2].

На рис. 1 приведены экспериментальные ВАХ образцов обоих типов в полупараметрическом масштабе при обеих температурах решетки и различных уровнях СВЧ мощности. Характерно, что для образцов типа I вид ВАХ равновесных p - n -переходов непосредственно свидетельствует о большом содержании глубоких центров, так как охлаждение образцов до 77 К увеличивает сопротивление базы (n -области перехода) при одновременном нарушении экспоненциальности ВАХ в области сильных токов.

В отличие от германиевых p - n -переходов изменение ВАХ кремниевых структур наблюдается даже в относительно слабых СВЧ полях, когда изменение температуры носителей заряда в однородном полупроводнике еще не заметно. Это подтверждается проведенным нами определением температуры носителей в однородных кремниевых образцах с той же концентрацией основных носителей, что и в базе образцов с переходом. Для этого измерялась зависимость подвижности электронов в однородных образцах от мощности СВЧ сигнала. По изменению подвижности определялись температура электронов и ее зависимость от мощности СВЧ сигнала, приведенная на рис. 2. Полученный результат близок к известному из литературы [5]. Далее считалось, что изготвление структур не изменяет зависимости температуры электронов от мощности СВЧ поля, и в дальнейшем зависимость рис. 2 принималась справедливой и для температуры электронов вблизи барьера.

Сопоставление данных, приведенных на рис. 1 и 2, не позволяет объяснить изменение ВАХ образцов одним только увеличением температуры носителей заряда. Здесь, по-видимому, должны присутствовать дополнительные механизмы, для выяснения природы которых проанализируем ВАХ, показанные на рис. 1. Предварительно заметим, что в СВЧ полях, больших указанных на рис. 1, сигнал термоэдс становился нестационарным, и эта область разогревов не изучалась. Кроме того, в ряде случаев на ВАХ отчетливо наблюдались участки с отрицательной дифференциальной проводимостью (рис. 1, ϵ), имеющие, вероятно, ту же природу, что и для германиевых p - n -переходов в сильном СВЧ поле [3].

Из приведенных на рис. 1 ВАХ исследуемых образцов видно, что каждая из них может быть разделена на две части. Одна часть ВАХ (более пологая) почти целиком лежит при $U < 0$, где p - n -переход является источником ЭДС, т. е. активным элементом цепи. При напряжениях $U > -0.5$ В крутизна ВАХ существенно увеличивается, причем их наклон стремится к наклону ВАХ равновесного перехода. В германиевых переходах такое различие наклонов ВАХ объясняется различием температур электронов и дырок, определяющих ток на различных участках ВАХ [3]. Из-за преобладания рекомбинационно-генерационной компоненты тока в кремниевых переходах природа этого различия наклонов ВАХ может быть иной.

Вклад рекомбинационно-генерационных процессов в ВАХ обычно учитывается введением в ее аналитическое выражение коэффициента неидеальности $m > 1$:

$$U = \frac{mkT_0}{e} \ln \left(\frac{I}{I_s} + 1 \right), \quad (2)$$

где I_s — ток насыщения.

Даже в отсутствие разогрева носителей заряда коэффициенты неидеальности в исследованных структурах достаточно велики: для образцов типа I $m = 2.8$ и 24 при 300 и 77 К, а для образцов типа II — $m = 3$ и 7.5 соответственно.

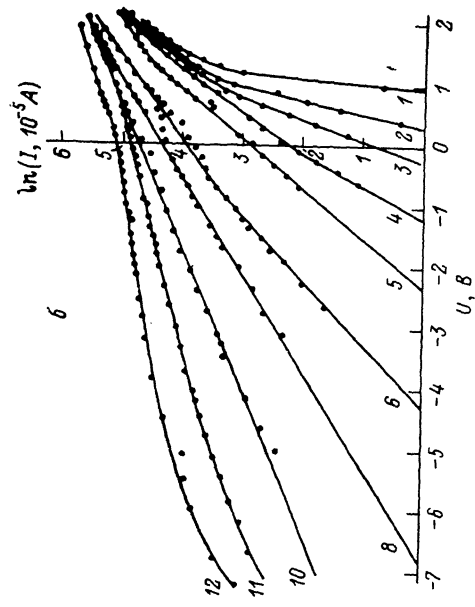
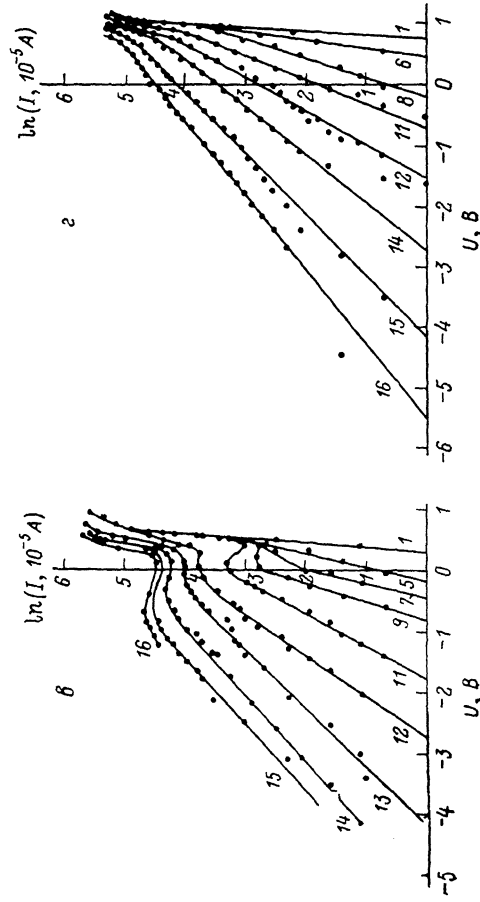
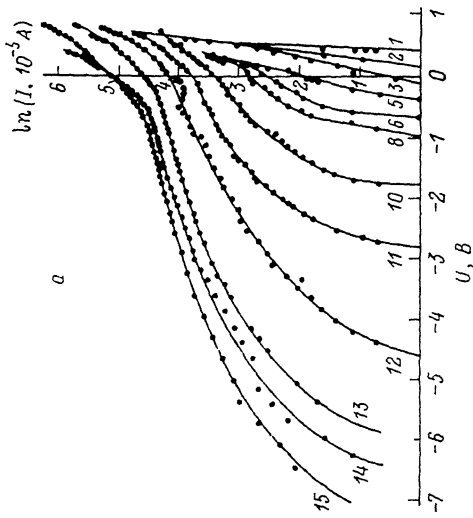


Рис. 1. ВАХ кремниевых $p-n$ -переходов в различных СВЧ полях для образцов типа I (а, б) и II (е, з).
 T_0, K : а, е — 300; б, з — 77. I — ВАХ в отсутствие СВЧ поля, остальные кривые — при его наличии. Ослабление мощности аттенуатором, дБ: 2 — 28, 3 — 24, 4 — 22, 5 — 20, 6 — 18, 7 — 17, 8 — 16, 9 — 15, 10 — 14, 11 — 12, 12 — 10, 13 — 8, 14 — 6, 15 — 4, 16 — 2.

Отсюда можно заключить, что даже в равновесных $p-n$ -переходах наблюдаемый наклон ВАХ не может быть объяснен рекомбинацией через центры с симметричным сечением захвата. Воздействие разогревающего СВЧ поля увеличивает m , причем в области больших токов изменение менее существенно, чем в области малых токов.

Для каждой ВАХ была оценена величина m , для чего использовалось соотношение

$$m = \frac{e}{kT_n} \frac{\Delta U}{\Delta \ln I} \quad (3)$$

Для образцов типа I, для которых ВАХ в сильном СВЧ поле неэкспоненциальны, значение m определялось на участках наименьшего наклона в левой части ВАХ (до излома в области больших токов). Неэкспоненциальность ВАХ указывает на зависимость m от высоты барьера, и мы таким образом определяли максимальное значение m . Для образцов типа II ВАХ в области малых токов являются экспоненциальными, и m определяется для этих участков.

На рис. 3 представлены в двойном логарифмическом масштабе зависимости

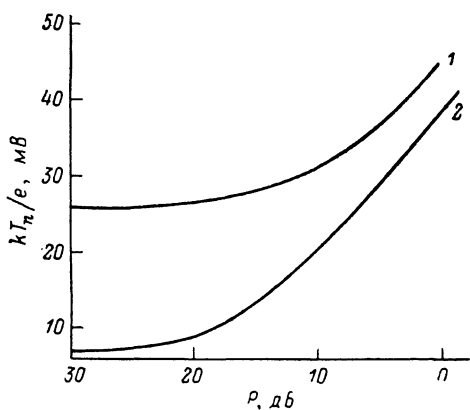


Рис. 2. Зависимость температуры электронов в кремнии от мощности СВЧ поля.

T_0 , К (мВ): 1 — 300 (26), 2 — 77 (6.7).

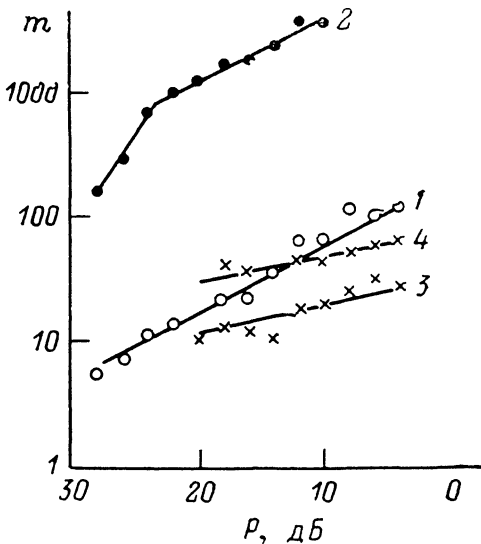


Рис. 3. Зависимость коэффициента неидеальности m от мощности СВЧ сигнала для образцов типа I (1, 2) и II (3, 4).

T_0 , К: 1, 3 — 300, 2, 4 — 77.

$m(P)$, полученные описанным способом. Нетрудно видеть, что они достаточно хорошо аппроксимируются степенной функцией $m \sim P^\alpha$, причем показатель степени α в большей мере определяется методикой изготовления образцов, в частности наличием примеси, дающей глубокие уровни, нежели температурой образца T_0 . Для образцов типа I $\alpha \approx 0.5$, а для образцов типа II $\alpha \approx 0.2$. Необходимо также отметить различие в температурном поведении образцов разных типов. Если для образцов типа II m увеличивается в 2—3 раза с понижением температуры от 300 до 77 К как в равновесии, так и при наличии СВЧ поля, то для образцов типа I такое же изменение температуры кристалла влечет за собой увеличение m почти на порядок, причем с увеличением разогрева носителей это различие достигает двух порядков. Для таких образцов имеет место значительный рост m в слабых полях при 77 К. Хотя значение m для образцов типа I зависит от высоты барьера, ход его зависимости от СВЧ мощности остается приблизительно постоянным для разных участков ВАХ левее точки излома.

$p-n$ -Переход с горячими носителями, рассматриваемый как источник ЭДС, характеризуется напряжением холостого хода U_{xx} и током короткого замыкания $I_{кс}$, для которого, согласно [6],

$$I_{кс} = I_s \left\{ \exp \left[\frac{eV_0}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_n} \right) \right] - 1 \right\} \quad (4)$$

Отсюда следует, что зависимость $\ln I_{\text{кз}} = f(1/T_n)$ должна представляться прямой с наклоном, определяемым контактной разностью потенциалов V_0 равновесного перехода. Такие зависимости, полученные из экспериментальных данных (рис. 1), для образцов обоих типов приведены на рис. 4. Нетрудно видеть, что с достаточной степенью точности они действительно представляются прямыми, из наклона которых были оценены высоты потенциальных барьеров, преодолеваемых носителями тока при протекании тока $I_{\text{кз}}$. Для образцов типа I эти величины составили 48 мэВ при $T_0 = 77$ К и 310 мэВ при $T_0 = 300$ К, а для образцов типа II — 77 и 250 мэВ соответственно. Эти значения показывают, что в короткозамкнутом $p-n$ -переходе носителям заряда, определяющим ток, не требуется преодолевать весь потенциальный барьер. Они преодолевают только часть барьера, чтобы попасть в область интенсивной рекомбинации. Согласно теории [4], отношение полной высоты барьера к высоте преодолеваемой носителями части как раз и определяет коэффициент неидеальности ВАХ. Экспери-

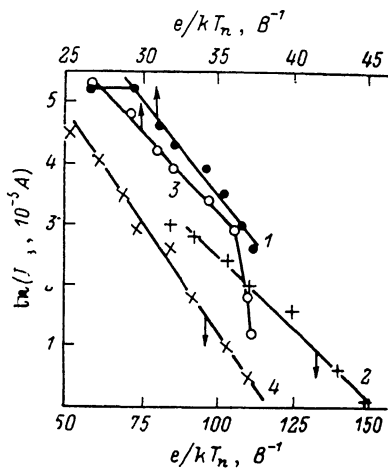


Рис. 4. Зависимость тока короткого замыкания от температуры электронов в кремнии.

Обозначения те же, что на рис. 3. Стрелками указано, какой температурный масштаб относится к соответствующей зависимости.

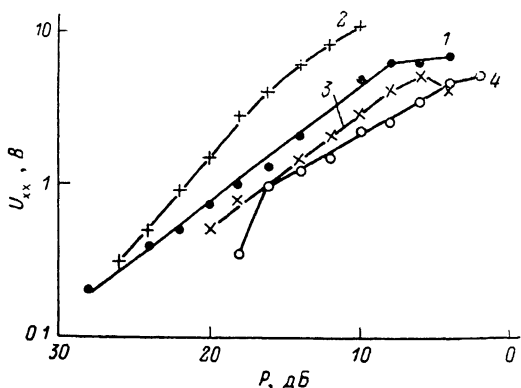


Рис. 5. Зависимость напряжения холостого хода от мощности СВЧ поля.

Обозначения те же, что и на рис. 3.

ментально найденные значения этих отношений составляют 2.0, 12.5, 2.41 и 7.8 соответственно для прямых 1, 2, 3 и 4. Полученные значения весьма близки к значениям m для равновесных переходов, полученным из наклонов ВАХ. Поэтому можно полагать, что изменение коэффициента неидеальности, наблюдаемое экспериментально, обусловлено главным образом изменением разности потенциалов на переходе. При высоте барьера, равной V_0 , изменения m почти не происходит.

При постоянном уровне СВЧ мощности наибольшее значение термоэдс должно наблюдаться в режиме холостого хода. В [2] показано, что для германиевых $p-n$ -переходов $U_{\text{хх}}$ линейно растет с ростом температуры носителей заряда. Однако для кремниевых переходов, как показывает эксперимент, эта зависимость имеет более сложный характер. Напряжение холостого хода измерялось компенсационным методом, что позволяло получить его значение при малом R_n (1 кОм), когда переходные процессы меньше длительности разогревающего импульса. На рис. 5 приведены зависимости $U_{\text{хх}}(P)$, которые, как нетрудно видеть, почти во всем диапазоне греющих полей могут быть аппроксимированы степенными функциями, показатель степени которых для разных образцов и различных условий эксперимента лежит в пределах от 0.5 до 1.

Следует отметить, что $U_{\text{хх}}$ достигает аномально большой величины, составляющей несколько вольт. В то же время расчет $U_{\text{хх}}$ с использованием выражения (16) работы [2] при максимальной T_n , взятой из рис. 2, и $V_0 = 0.6$ эВ для равновесного перехода при 300 К дает максимально возможное значение $U_{\text{хх}} = 0.44$ В, т. е. примерно на порядок меньше наблюдаемого.

Таким образом, из анализа результатов измерений следует, что в отличие от германиевых $p-n$ -переходов термоэдс, возникающая в кремниевых структурах под действием сильного СВЧ поля, аномально велика и не является линейной функцией температуры носителей заряда. Обсудим возможные причины этих особенностей.

Наиболее вероятными из них представляются две: «латеральное» (боковое) выпрямление СВЧ сигнала, подобное «латеральному» фотоэффекту, описанному в [7], и изменение свойств рекомбинационных центров в области пространственного заряда (ОПЗ) перехода в СВЧ поле. В пользу первого механизма свидетельствует факт увеличения сопротивления базы образцов типа I при их охлаждении, которое сопровождается увеличением термоэдс. Однако при «латеральном» выпрямлении ЭДС должна быть пропорциональна СВЧ полю в волноводе, а наклон ВАХ не должен меняться. Кроме того, этот эффект не наблюдается в германиевых $p-n$ -переходах при одних и тех же сопротивлениях прилегающих к переходу областей полупроводника.

ВАХ кремниевых $p-n$ -переходов более чувствительны к изменению свойств рекомбинационных центров в греющих внешних электрических полях, так как процессы рекомбинации и генерации в ОПЗ кремниевого перехода вносят больший вклад в ток по сравнению с германиевым даже в отсутствие разогревных эффектов. Одним из возможных механизмов влияния СВЧ полей на рекомбинационные центры является изменение сечения захвата глубокого центра в сильном поле за счет непосредственного сложения поля примесного центра и внешнего поля по известной модели Френкеля [8]. При этом, если примесные центры имеют асимметричные сечения захвата, должно наблюдаться увеличение рекомбинационной составляющей тока в переходе вследствие изменения заполнения примесных уровней.

Другой вероятный механизм воздействия СВЧ поля на ВАХ $p-n$ -перехода состоит в изменении сечения захвата рекомбинационного центра при изменении температуры носителей заряда. Если в ОПЗ перехода присутствуют центры с отталкивающим потенциалом для носителей, определяющих темп рекомбинации, то увеличение температуры носителей приведет к увеличению сечения захвата и росту рекомбинационной компоненты тока. Для компенсации рекомбинационной компоненты тока высота барьера в переходе должна увеличиться, что приведет к появлению разогревной ЭДС, полярность которой совпадает с полярностью контактной разности потенциалов в переходе.

Величина этой ЭДС сложным образом зависит от изменения сечения захвата примесных центров, глубины их залегания в запрещенной зоне, высоты барьера, преодолеваемого рекомбинирующими носителями, наличия центров прилипания и т. п. Если ограничиться лишь учетом изменения сечения захвата рекомбинационных центров, то для термоэдс горячих носителей заряда в диффузионном $p-n$ -переходе справедливо соотношение

$$U_T = \frac{k}{e} (T_n - T_0) \ln \left(\frac{n_n}{n_{p0} \text{ гр}} \right) + \frac{kT_n}{e} \ln \left(\frac{n_{p1} \text{ гр}}{n_{pT} \text{ гр}} \right), \quad (5)$$

где $n_{pT} \text{ гр}$ — граничная концентрация электронов в p -области перехода при $T_n > T_0$. Увеличение сечения захвата носителей при их разогреве уменьшает $n_{pT} \text{ гр}$, так что, согласно (5), U_T растет. Такой механизм реализуется тогда, когда время жизни неосновных носителей заряда в переходе меньше длительности импульса греющего СВЧ поля. Подтверждением возможности проявления этого механизма в наших экспериментах являются аномалии ВАХ и гораздо более высокие значения термоэдс в образцах типа I, содержащих примесь (никель), создающую глубокие уровни и существенно снижающую время жизни, по сравнению с образцами типа II.

Таким образом, физические процессы при разогреве носителей заряда в кремниевых $p-n$ -переходах существенно отличаются от аналогичных явлений в германиевых $p-n$ -переходах и имеют более сложный характер. Влияние разогревающих полей на ВАХ кремниевых переходов и возникновение термоэдс горячих носителей заряда проявляются не только при увеличении температуры носителей, но и при изменении рекомбинационных процессов в ОПЗ пере-

хода под действием внешнего электрического поля. Более глубокому пониманию роли этих процессов в возникновении термоэдс горячих носителей заряда на $p-n$ -переходе будут способствовать дальнейшие исследования.

В заключение авторы выражают благодарность Н. В. Кирилловой за приготовление части образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пожела Ю. К., Репшас К. К. — Лит. физ. сб., 1966, т. 6, № 4, с. 523—537.
- [2] Вейнгер А. И., Парицкий Л. Г., Аюкян Э. А., Дадамирзаев Г. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 216—224.
- [3] Вейнгер А. И., Гиллов С. В., Саргсян М. П. — ФТП, 1979, т. 13, в. 2, с. 318—321.
- [4] Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. — Proc. IRE, 1957, v. 45, p. 1228—1240.
- [5] Hamaguchi S., Inuishi Y. — J. Phys. Chem. Sol., 1966, v. 27, N 9-12, p. 1511—1518.
- [6] Ашмонтас С. Электроградиентные явления в полупроводниках. Вильнюс. 1984. 183 с.
- [7] Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1962. 256 с.
- [8] Френкель Я. И. — ЖЭТФ, 1938, т. 8, в. 12, с. 1292—1301.

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

Получена 8.12.1987
Принята к печати 2.06.1988