

УДК 538.935  
EDN: ZPARVZ

PACS: 72.80.Ey, 72.20.Mu

## Определение параметров легких и тяжелых дырок в монокристаллах $p$ -GaSb на основе комплексного анализа эффекта Холла

© Л. Н. Овешников<sup>1\*</sup>, А. Б. Давыдов<sup>1</sup>, М. А. Чернопицкий<sup>1</sup>, А. А. Фельде<sup>1</sup>,  
И. И. Минаев<sup>1</sup>, А. В. Клековкин<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

\* E-mail: oveshnikovLN@lebedev.ru

<sup>2</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

Статья поступила в редакцию 20.02.2026; после доработки 7.04.2026; принята к публикации 5.06.2026  
Шифр научной специальности: 1.3.11

*Представлены результаты измерений электрофизических параметров коммерчески доступных монокристаллических подложек  $p$ -GaSb в диапазоне температур 80–300 К. Выполнен сравнительный анализ полевых и температурных зависимостей холловского сопротивления с учетом вырождения валентной зоны и без него. Продемонстрированы ограничения использования стандартной модели, полагающей наличие лишь одного типа дырок, для описания транспортных свойств  $p$ -GaSb. Установлено, что немонотонная температурная зависимость сопротивления пластин обусловлена монотонным изменением концентраций и подвижностей свободных дырок. На основе анализа в рамках модели, учитывающей вклады легких и тяжелых дырок, оценена температурная зависимость химического потенциала материала подложки. Полученные данные служат базой для дальнейшего конструирования фоточувствительных гетероструктур на основе изученных подложек.*

*Ключевые слова:* антимонид галлия, дырочная проводимость, полупроводниковые подложки, эффект Холла, магнетосопротивление, многозонные полупроводники.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-3-31-40

### Введение

Последнее время активно развиваются новые подходы ИК фотосенсорики, основу которых составляют полупроводниковые эпитаксиальные гетероструктуры  $A^{III}B^V$ , содержащие сурьму [1, 2]. При использовании короткопериодных сверхрешеток в качестве поглощающих слоев данные гетероструктуры покрывают чрезвычайно широкий спектральный диапазон, включая окна прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–12 мкм, одновременно обеспечивая удельную обнаружительную способность близкую к фундаментальному пределу при температурах 80–150 К [3]. Наряду с

выбором дизайна гетероструктуры, для достижения высоких фотоэлектрических характеристик ключевую роль играет материал подложки, используемой для эпитаксиального роста структуры.

Ввиду возможности точного согласования по постоянной решетки одной из удобных подложек для роста фоточувствительных гетероструктур на основе сверхрешеток являются монокристаллические пластины GaSb  $n$ - или  $p$ -типа [2, 4]. Независимо от типа архитектуры фоточувствительного элемента, транспортные свойства подложки неизбежно сказываются на свойствах фоточувствительных элементов, даже при использовании про-

цедуры утонения подложек до толщин 10–20 мкм. Данное влияние определяется двумя основными факторами – наличием дополнительного сопротивления, включенного параллельно контактному слою, и изгибом зон, вызванным выравниванием химического потенциала между подложкой и фоточувствительным элементом. Для надежного прогнозирования режимов работы фоточувствительных элементов необходим корректный учет этих факторов на стадии проектирования гетероструктуры. Как следствие, необходимы исследования транспортных свойств подложек, используемых для эпитаксии, в широком диапазоне температур.

В данной работе приводятся результаты электрофизических исследований *epi-ready* подложек *p*-GaSb, изготовленных Ram Xiamen (Китай). Данные подложки являются основными подложками *p*-типа с низким уровнем легирования из доступных на данный момент в РФ. В работе приведены результаты измерения проводимости и холловского сопротивления в широком диапазоне температур, которые позволили определить температурную зависимость концентрации основных носителей, их подвижности и химического потенциала. Для корректной оценки химического потенциала используется двухзонная модель, учитывающая вклады в транспортные свойства легких и тяжелых дырок, а также проводится сравнение с результатами обработки в рамках однозонной модели, гораздо чаще применяемой для стандартной характеристики полупроводниковых материалов.

### Образцы и методика измерений

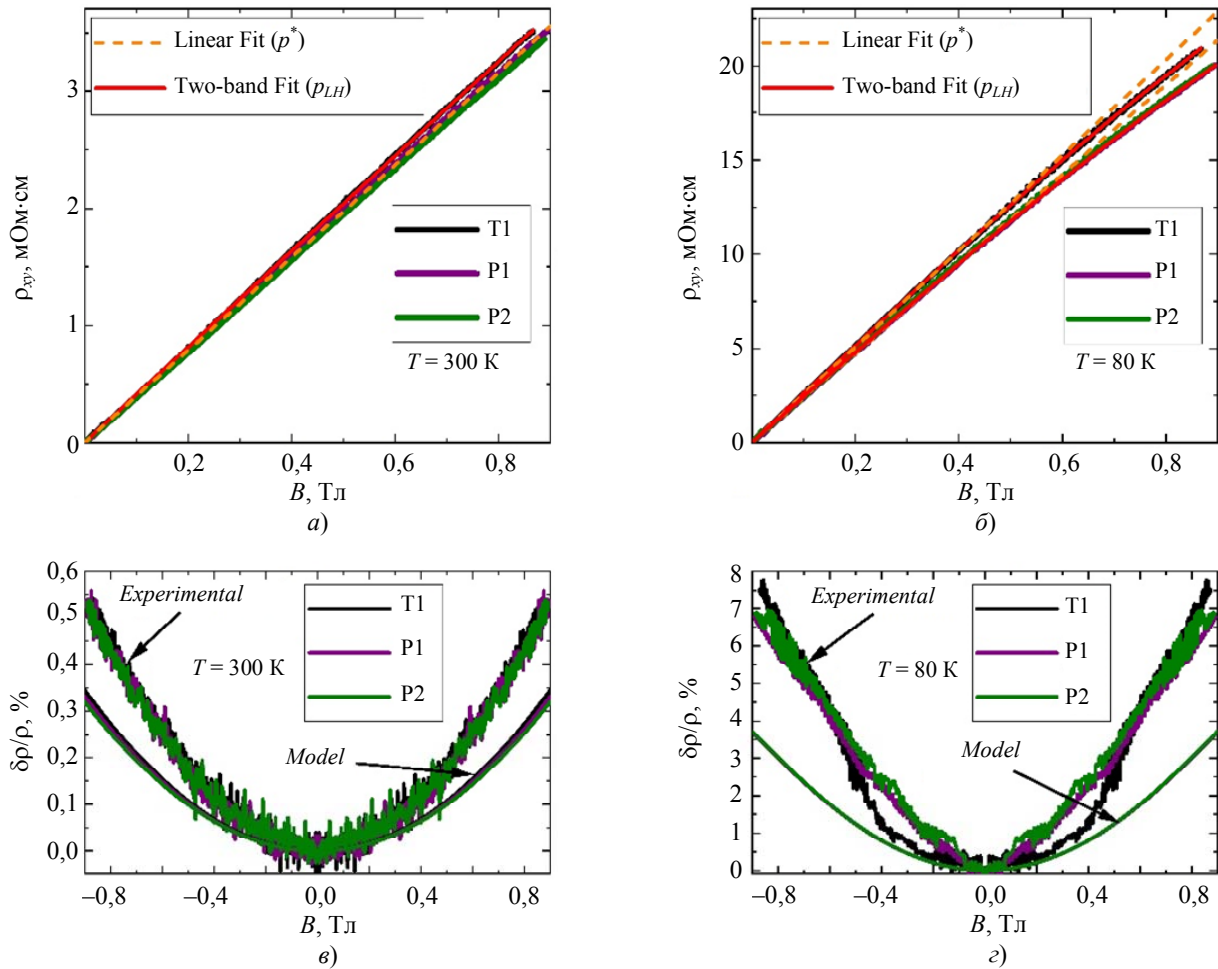
В работе исследовались три образца GaSb *p*-типа (T1, P1 и P2), выколотых из коммерчески доступных двухдюймовых пластин толщиной 0,53 мм (Ram Xiamen, Китай). Для проведения измерений на образцы напы-

лялись контактные площадки Ti/Au (T1) или Ti/Pd/Au (P1 и P2). При этом образцы T1 и P1 выкалывались из одной пластины, а образец P2 – из другой. Фактически рассмотрение трёх образцов в настоящей работе необходимо для иллюстрации воспроизводимости электрофизических характеристик и связанных с ними параметров материала. Для проведения измерений образцы помещались на держатель, контактные площадки на держателе и на образце соединялись посредством ультразвуковой сварки алюминиевой проволокой.

Исследование транспортных и магнито-транспортных свойств данных образцов проводилось на установке на базе электромагнита в диапазоне температур  $T = 80\text{--}300\text{ K}$  и магнитных полях до  $B = 0,9\text{ Тл}$ . Измерения проводились на постоянном токе с коммутацией по четырёх-зондовой схеме. Для измерений использовался источник напряжения в связке с опорным сопротивлением, ток в измерительной цепи измерялся независимо.

### Результаты и обсуждения

В рамках настоящей работы измерялись полевые и температурные зависимости продольного ( $\rho_{xx}$ ) и холловского ( $\rho_{xy}$ ) сопротивлений исследуемых образцов. На рис. 1а–б представлены полевые зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  при температурах 300 К и 80 К. Знак полученных кривых свидетельствует о том, что во всем исследованном диапазоне температур проводимость имеет *p*-тип. Видно некоторое различие между экспериментальными кривыми, что, очевидно связано с некоторой флуктуацией свойств исследуемых пластин. Однако, как будет показано в дальнейшем, соответствующая разница в значениях транспортных параметров для разных образцов оказывается незначительной, подтверждая хорошую воспроизводимость свойств материала.



**Рис. 1.** Полевые зависимости (а, б) холловского сопротивления и (в, г) магнетосопротивления исследуемых образцов при температурах (а, в) 300 К и (б, г) 80 К. На рисунках (а, б) оранжевым пунктиром показана линейная аппроксимация данных в диапазоне ±0,5 Тл, а красной линией показана аппроксимация данных двухзонной моделью (7–8). На рисунках (в, г) кроме экспериментальных данных показаны модельные кривые МС, рассчитанные с помощью формул (7–10) со значениями параметров, указанными в таблице 1

Анализ холловских данных зачастую проводится в рамках однозонной модели, то есть предполагается наличие только одной группы носителей заряда. В этом случае зависимость  $\rho_{xy}(B)$  должна иметь линейный вид, а из величины её линейного наклона  $R_H = d\rho_{xy} / dB$  определяется концентрация  $p^*$  и подвижность  $\mu^*$  носителей заряда с помощью стандартных соотношений:

$$p^* = \frac{r_H}{eR_H}, \tag{1}$$

$$\mu^* = \frac{R_H}{r_H \rho_{xx}}, \tag{2}$$

где  $e$  – заряд электрона, а  $r_H$  – холл-фактор, определяемый доминантным механизмом рас-

сеяния носителей заряда. В большинстве случаев принимается  $r_H = 1$ . Часто такой анализ  $\rho_{xy}(B)$  проводят в очень узком диапазоне полей и используют для характеристики коммерчески доступных материалов (в том числе производителем исследуемых в работе пластин). В нашем случае линейная аппроксимация (примеры показаны оранжевым пунктиром на рис. а–б) проводилась в диапазоне ±0,5 Тл. Как видно из рисунков, при комнатной температуре линейная функция хорошо описывает экспериментальные данные во всём диапазоне полей, однако при низких температурах в более высоких полях наблюдается отчетливое несовпадение, что свидетельствует о неприменимости простейшей модели в данном случае. Значения концентраций и подвижностей дырок, рассчитанных по формулам (1) и (2), представлены в таблице 1. Уже из

этих результатов видно, что уменьшению температуры сопутствует значительное уменьшение плотности носителей заряда и рост их по-

движности. Полученные значения хорошо соответствуют паспортным величинам, заявленным производителем пластин.

Таблица 1

*Транспортные параметры исследуемых образцов при температурах 300 и 80 К: удельное сопротивление  $\rho_{xx}$ , концентрации и подвижности дырок ( $p^*$  и  $\mu^*$ ), полученные в рамках однозонной модели (1–2), и параметры легких (LH) и тяжелых (HH) дырок, рассчитанные на основании двухзонной модели (7–8) при  $K_n = 22,6$ ,  $K_\mu = 0,1$*

Образец	$T, K$	$\rho_{xx}$ , МОм·см	$p^*, \times 10^{16}$ см <sup>-3</sup>	$\mu^*$ , см <sup>2</sup> /(В·с)	$p_{LH}, \times 10^{16}$ см <sup>-3</sup>	$\mu_{LH}$ , см <sup>2</sup> /(В·с)	$p_{HH}, \times 10^{16}$ см <sup>-3</sup>	$\mu_{HH}$ , см <sup>2</sup> /(В·с)
Т1	300	68,75	15,3	590	1,76	1580	39,8	158
	80	125,4	2,46	2030	0,279	5480	6,29	548
Р1	300	68,14	15,8	580	1,81	1550	41,0	155
	80	117,0	2,63	2030	0,299	5480	6,76	548
Р2	300	68,15	16,1	570	1,85	1520	41,8	152
	80	117,4	2,61	2040	0,297	5500	6,71	550

Отклонение от линейной зависимости  $\rho_{xy}(B)$ , в отсутствие магнитной компоненты в системе обычно связано с наличием нескольких групп носителей заряда, что характерно для полупроводников  $A^{III}B^V$   $p$ -типа, ввиду присутствия в их спектре зон лёгких (LH) и тяжёлых (HH) дырок. В общем случае каждая группа носителей вносит аддитивный вклад в соответствующие компоненты проводимости  $\sigma$  как функций магнитного поля  $B$ :

$$\sigma_{xx}(B) = \sum_i \frac{en_i\mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (3)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \sum_i \frac{en_i\mu_i \cdot \mu_i B}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (4)$$

где  $n_i$  и  $\mu_i$  – концентрация и подвижность носителей в  $i$ -зоне. В случае GaSb  $p$ -типа  $i = 2$ , а параметры зоны тяжёлых дырок можно определить через соответствующие коэффициенты пропорциональности:

$$K_n = \frac{p_{HH}}{p_{LH}}, \quad (5)$$

$$K_\mu = \frac{\mu_{HH}}{\mu_{LH}}, \quad (6)$$

тогда можно переписать исходные компоненты тензора проводимости в следующей форме:

$$\sigma_{xx} = ep_{LH}\mu_{LH} \left( \frac{1}{1 + \mu_{LH}^2 B^2} + \frac{K_n K_\mu}{1 + K_\mu^2 \mu_{LH}^2 B^2} \right), \quad (7)$$

$$\sigma_{xy} = ep_{LH}\mu_{LH}^2 B \left( \frac{1}{1 + \mu_{LH}^2 B^2} + \frac{K_n K_\mu}{1 + K_\mu^2 \mu_{LH}^2 B^2} \right). \quad (8)$$

Соответственно, экспериментально измеряемые полевые зависимости сопротивлений  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  могут быть описаны в рамках двухзонной модели (7–8) с помощью соответствующей инверсии компонент тензора проводимости, записываемой для изотропного материала в следующем виде:

$$\rho_{xx}(B) = \frac{\sigma_{xx}(B)}{\sigma_{xx}^2(B) + \sigma_{xy}^2(B)}, \quad (9)$$

$$\rho_{xy}(B) = \frac{\sigma_{xy}(B)}{\sigma_{xx}^2(B) + \sigma_{xy}^2(B)}. \quad (10)$$

Вполне очевидно, что фактическая форма теоретических кривых определяется значениями  $\mu_{LH}$ ,  $K_n$  и  $K_\mu$ , тогда как величина  $p_{LH}$  является просто масштабирующим множителем. Тем не менее, аппроксимация одной кривой  $\rho_{xy}(B)$  функцией с четырьмя подгонными параметрами может приводить к заметным неоднозначностям получаемых результатов, особенно в ограниченном диапа-

зоне магнитных полей. Поэтому в ряде случаев рекомендуется проводить совместную аппроксимацию кривых  $\rho_{xy}(B)$  и  $\rho_{xx}(B)$  одним набором параметров. Применимость такого подхода требует наличия вклада только от классического механизма магнетосопротивления (МС), описываемого формулой (9). Однако в большинстве материалов проявляются вклады от нескольких механизмов МС, так, например, амплитуда вклада линейного МС может на порядки превосходить амплитуду вклада классического механизма [5]. Таким образом, учёт данных  $\rho_{xx}(B)$  может заметно увеличить ошибку в получаемых результатах. Поэтому более удобным способом повышения точности аппроксимации холловских данных в рамках двухзонной модели является учёт сопротивления в нулевом поле, которое в случае *p*-GaSb записывается в виде

$$\rho_{xx}(B=0) = \frac{1}{e p_{LH} \mu_{LH} (1 + K_n K_\mu)}. \quad (11)$$

Нетрудно видеть, что, используя отношение  $\rho_{xy} / \rho_{xx}(B=0)$ , пропадает зависимость от  $p_{LH}$ , что несколько упрощает процедуру подгонки, не приводя к дополнительным ошибкам. Поэтому в данной работе сначала аппроксимировались кривые  $\rho_{xy} / \rho_{xx}(B=0)$ , а затем полученные параметры использовались для аппроксимации кривых  $\rho_{xy}(B)$  и определения величин  $p_{LH}$ .

Для полупроводников  $A^{III}B^V$  как в случае вырожденной, так и в случае невырожденной статистики, концентрации свободных носителей заряда в зонах лёгких и тяжёлых дырок оказываются пропорциональны друг другу с  $K_n = (m_{HH}^* / m_{LH}^*)^{3/2}$ , где  $m_{HH}^*$  и  $m_{LH}^*$  – эффективные массы тяжёлых и лёгких дырок. Для GaSb соответствующие значения несколько разнятся в литературе [6–9], но в рамках настоящей работы использовалось значение  $1 / \gamma_m = m_{HH}^* / m_{LH}^* = 8$  [10]. Соответственно, можно принять  $K_n \approx 22,6$ , без учёта эффектов непараболичности зон (что оправдано в случае малых плотностей носителей заряда). Поскольку в классических полупроводниках температурная зависимость эффективных масс до-

вольно слабая [11], можно полагать данное значение  $K_n$  постоянным в рассматриваемом диапазоне температур. В свою очередь, исходя из отношения эффективных масс  $\gamma_m$ , в случае GaSb можно ожидать  $K_\mu \sim \gamma_m = 0,125$  при условии равенства времен релаксации для двух типов дырок. Однако, такое допущение представляется необоснованным, поэтому значение  $K_\mu$  определялось из аппроксимации низкотемпературных данных (рис. 1б), в результате чего среднее значение было принято  $K_\mu = 0,1$ . Данные при комнатной температуре (рис. 1а) почти линейны, в связи с чем независимое определение значения  $K_\mu$  в этом случае оказалось невозможным, поэтому значение  $K_\mu = 0,1$  использовалось во всём рассматриваемом диапазоне температур. Стоит отметить, что фактическое отношение  $K_\mu$  определяется суммой вкладов от различных механизмов рассеяния [12], так, в простейшем случае рассеяние на продольных акустических фонах предполагает  $K_\mu \sim \gamma_m^{5/2} \approx 0,0055$ , а рассеяние на ионизованных атомах примеси –  $K_\mu \sim \gamma_m^{1/2} \approx 0,354$ . Таким образом, более детальный анализ величины  $K_\mu$  и его возможного изменения в более широком диапазоне температур может предоставить ценную информацию об эволюции вкладов разных каналов рассеяния носителей заряда, что, тем не менее, выходит за рамки настоящей работы.

В рамках описанного алгоритма аппроксимации удалось получить хорошее согласие экспериментальных кривых с модельными (показаны красными линиями на рис. 1а–б) во всем диапазоне магнитных полей. Полученные параметры аппроксимаций представлены в таблице 1. Видно, что значения концентраций  $p^*$  и  $p_{LH}$  отличаются почти на порядок величины. По сути, величина  $p^*$ , часто применяемая для характеристики полупроводников  $A^{III}B^V$  *p*-типа, является некоторой математической абстракцией, поскольку отношение  $p^* / p_{LH}$  существенно зависит от параметров  $\mu_{LH}$ ,  $K_n$  и  $K_\mu$ . Таким образом, величина  $p^*$  может быть использована только как производный параметр при анализе влияния малых

модификаций материала (при сравнении образцов между собой), тогда как более систематическое изучение требует анализа в рамках модели (7–10).

На рис. 1б–г представлены кривые МС для исследуемых образцов, определяемые стандартным способом:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = 100 \% \times \frac{\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(B=0)}{\rho_{xx}(B=0)}. \quad (12)$$

Из рисунка видно, что образцы демонстрируют положительное МС, составляющее примерно 0,52 % при комнатной температуре (рис. 1б), и около 7 % при температуре жидкого азота (рис. 1г). В принципе, наблюдаемое МС указывает на существенную роль классического механизма МС, а увеличение его амплитуды при охлаждении связано с сопутствующим ростом подвижности носителей заряда. В качестве проверки, на основе формул (7–10) были получены модельные кривые МС со значениями параметров, указанных в таблице 1. Соответствующие кривые также представлены на рис. 1б–г. Отчётливо видно, что модельные кривые имеют меньшую амплитуду по сравнению с экспериментальными данными при обеих температурах. Такое расхождение указывает на наличие дополнительных вкладов от других механизмов МС в рассматриваемых образцах.

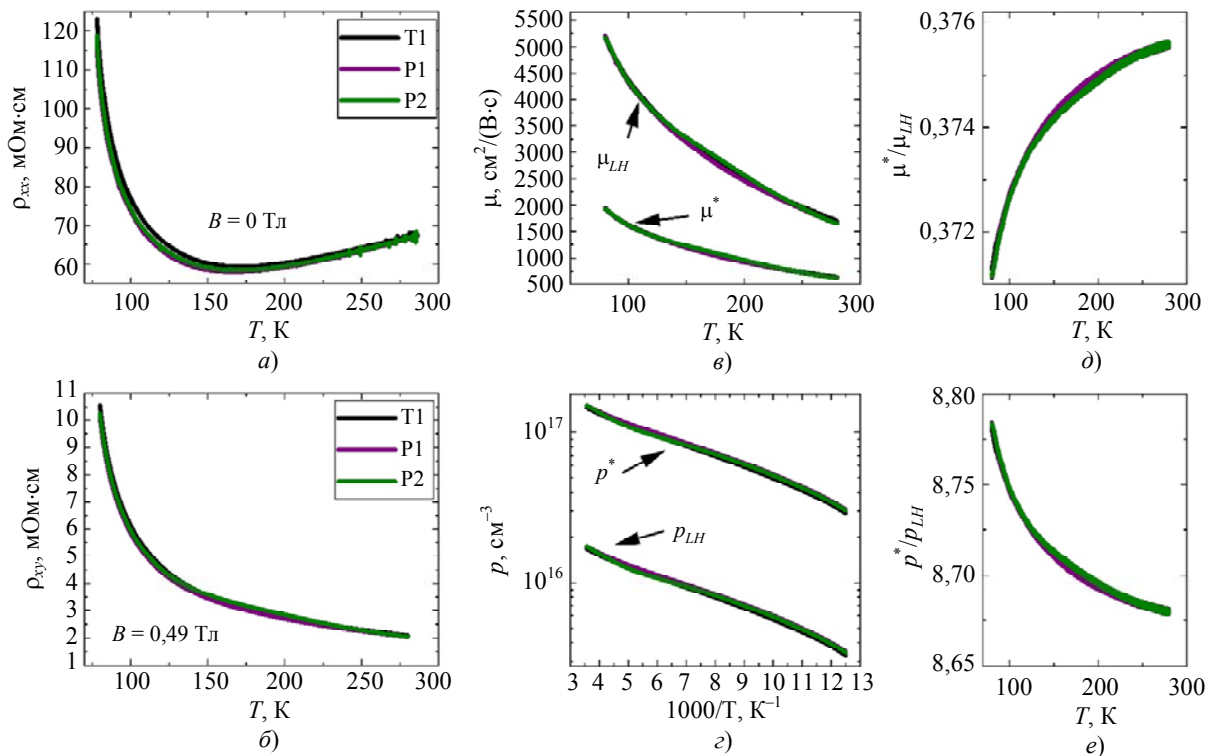
Далее анализировались температурные зависимости компонент тензора сопротивления исследуемых образцов. На рис. 2а представлены зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в нулевом магнитном поле. Видно, что ход зависимости оказывается немонотонным, металлический характер при высоких температурах сменяется полупроводниковым ниже примерно 170 К. При дальнейшем охлаждении до 80 К сопротивление возрастает примерно в два раза. Такой характер кривых  $\rho_{xx}(T)$  предполагает наличие конкурирующих вкладов в изменение проводимости системы с температурой. Для их визуализации проводились измерения температурной зависимости эффекта Холла в постоянном магнитном поле. При этом измерялось две кривые при разных полярностях поля, после чего проводилась процедура антисимметризации кривых (для избавления от па-

разитного вклада продольного сопротивления в сигнале, связанного с несимметрией холловских контактов). Результирующие кривые  $\rho_{xy}(T)$  представлены на рис. 2б. Как видно из рисунка, в отличие от кривых  $\rho_{xx}(T)$ , амплитуда эффекта Холла в исследуемых образцах имеет строго монотонную температурную зависимость, указывающую на уменьшение концентрации свободных носителей заряда при охлаждении, что характерно для невырожденного полупроводника.

Аналогично анализу полевых зависимостей, определение температурных зависимостей концентраций и подвижностей дырок может быть выполнено как в рамках однозонной модели (1–2), таким образом были получены кривые  $p^*(T)$  и  $\mu^*(T)$ , так и в рамках двухзонной модели (7–10). Однако, в последнем случае возникает ряд осложнений. В отличие, от анализа кривых  $\rho_{xy}(B)$ , в случае температурных зависимостей невозможно аппроксимировать экспериментальную кривую, не предполагая конкретный вид (модель) температурной зависимости концентраций и подвижностей носителей заряда в обеих зонах (которые можно было бы описывать конечным набором параметров). Технически, для известных систем можно довольно успешно применять общие модели, однако в нашем случае определение вида зависимостей  $\rho_{LH}(T)$  и  $\mu_{LH}(T)$  является объектом анализа. Поэтому, фактически, анализ в рамках двухзонной модели сводится к решению системы уравнений (7, 8, 10) в каждой точке зависимости  $\rho_{xy}(T)$ . Для этого, применяя значения  $K_n$  и  $K_{\mu}$ , использованные при анализе полевых данных, проводилась минимизация модуля разности экспериментальных значений  $\rho_{xy} / \rho_{xy}(B=0)$  и правой части выражения для соответствующей величины (полученным при подстановке (7–8) в (10) и делению на (11)) для каждой точки по температуре (минимизация проводилась стандартными методами в среде Python, в частности – по алгоритму «Nelder-Mead» из библиотеки SciPy). Таким образом, получались кривые  $\mu_{LH}(T)$ , с помощью которых (при известных  $K_n$  и  $K_{\mu}$ ) из данных  $\rho_{xx}(T, B=0)$  рассчитывалась кривая

$p_{LH}(T)$ , а далее рассчитывались кривые для зоны тяжёлых дырок. Тут стоит отметить, что в рамках используемых предположений, по-

следние полностью аналогичны кривым для лёгких дырок (с точностью до постоянного множителя), поэтому не представлены в работе.



**Рис. 2.** Температурные зависимости (а) удельного сопротивления и (б) холловского сопротивления в фиксированном магнитном поле для исследуемых образцов. Температурные зависимости (в) подвижностей и (г) концентраций дырок, рассчитанных в однозонной и двухзонной моделях. Температурные зависимости отношений (д) подвижностей и (е) концентраций дырок, полученных в рамках двух моделей

На рис. 2в представлены температурные зависимости подвижностей дырок, рассчитанные в однозонной и двухзонной моделях. Отчётливо видно, что характер всех зависимостей строго монотонный и соответствует уменьшению подвижности при отогреве, при этом существенного качественного отличия кривых, полученных в разных моделях, не наблюдается. Важно отметить, что последнее может быть отчасти обусловлено выбором величины магнитного поля при измерении  $p_{xy}(T)$ , поскольку как отмечалось выше, в полях до 0,5 Тл зависимости  $p_{xy}(B)$  оказываются практически линейными. Соответственно, при измерении  $p_{xy}(T)$  в больших магнитных полях или до более низких температур (где нелинейность  $p_{xy}(B)$  начнёт проявляться в меньших полях) отличия между однозонной и двухзонной моделями будет проявляться заметно ярче.

Общий вид температурных зависимостей подвижностей дырок на рис. 2в типичен для невырожденных полупроводников и обычно описывается суперпозицией вкладов рассеяния на фонах и ионизированных атомах примеси [13]. Соответственно, увеличение подвижности при охлаждении связывается с уменьшением фоновых чисел заполнения и уменьшением доли ионизированных примесей (за счёт возврата электронов с акцепторного уровня в валентную зону). При этом, в общем случае, дополнительные особенности могут быть связаны с различным типом экранировки потенциала примеси носителями заряда или наличием заметного вклада рассеяния на оптических фонах [14], а также наличием неосновных носителей заряда и сопутствующим электрон-дырочным рассеянием [15].

На рис. 2г представлены кривые  $p_{LH}(T)$  в сравнении с кривыми  $p^*(T)$ , полученными в рамках однозонной модели. Из рис. 2г видно,

что характер зависимостей концентрации также качественно одинаков. При этом, отклонение от линейного характера кривых в представленных координатах предполагает наличие нескольких примесных уровней в исследуемых пластинах (поскольку концентрация собственных носителей заряда в GaSb в рассматриваемом диапазоне температур не превышает  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Таким образом, немонотонный характер исходных кривых  $\rho_{xx}(T)$  определяется монотонными изменениями концентрации и подвижностей носителей заряда с температурой.

Важно отметить, что несмотря на схожесть кривых, полученных в рамках однозонной и двухзонной моделей, более подробный анализ температурных зависимостей отношений  $\mu^*/\mu_{LH}$  и  $p^*/p_{LH}$ , представленных на рис. 2д–е, показывает, что даже в нашем случае значения несколько меняются с температурой, то есть форма кривых оказывается различна. Такое различие может быть гораздо более явным, если коэффициенты  $K_n$  и  $K_\mu$  меняются с температурой. Поэтому результаты, полученные в рамках однозонной модели, в общем случае, могут не только быть некорректными численно, но и вносить существенное искажение в определяемое изменение транспортных параметров с температурой. Это оказывается критически важным для последующего анализа подобных зависимостей, например, для оценки энергий примесных уровней в системе.

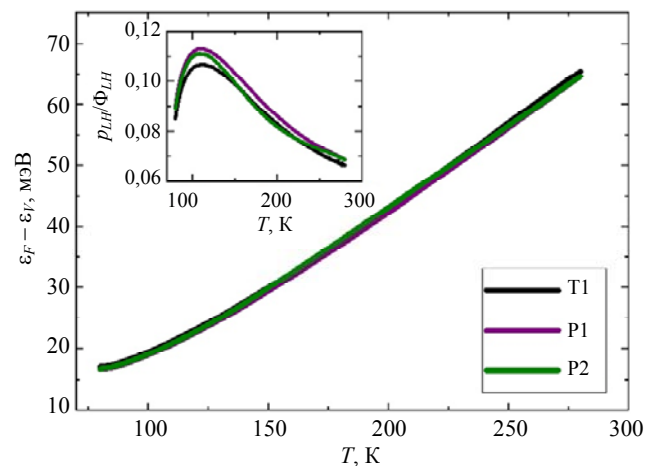
Гораздо более явным ограничением однозонной модели является отсутствие простой связи получаемых значений с реальными параметрами многозонного полупроводника. Так, в частности, для оценки химического потенциала (положения уровня Ферми  $\varepsilon_F$  относительно потолка валентной зоны  $\varepsilon_V$ ) в полупроводнике  $p$ -типа используется стандартное выражение [16]:

$$\varepsilon_F(T) - \varepsilon_V = -kT \cdot \ln(p(T) / \Phi_V(T)), \quad (13)$$

где  $p$  – концентрация свободных дырок, а  $\Phi_V(T)$  – плотность состояний в валентной зоне, рассчитываемая (в единицах  $\text{м}^{-3}$ ) как

$$\Phi_V(T) = 4,83 \cdot 10^{21} \cdot \left( T \frac{m^*}{m_e} \right)^{3/2}, \quad (14)$$

где  $m^*$  – эффективная масса носителей в зоне, а  $m_e$  – масса свободного электрона. Соответственно, при использовании данных  $p^*(T)$ , полученных в однозонной модели, величина  $m^*$  теряет смысл эффективной массы и становится «калибровочной» константой, то есть параметром подгонки, и не может быть оценена независимо, без привлечения двухзонной модели. В свою очередь, для кривых  $p_{LH}(T)$  такой проблемы не возникает, поскольку в этом случае можно использовать табличное значение  $m_{LH}^* = 0,05m_e$  [7, 8, 10]. Результат соответствующего расчёта приведён на рис. 3, а на вставке показано изменение показателя вырождения  $p_{LH}(T) / \Phi_{LH}(T)$  с температурой. Для исследуемых образцов отношение  $p_{LH}(T) / \Phi_{LH}(T)$  не превышает 0,12, подтверждая применимость невырожденной статистики для описания исследуемых пластин (классический критерий  $\leq 0,15$  [16]). В свою очередь, химический потенциал (рис. 3) при отогреве смещается в сторону центра запрещённой зоны, что характерно для примесного полупроводника.



**Рис. 3. Температурная зависимость положения химического потенциала, отсчитанного от потолка валентной зоны для исследуемых образцов. На вставке показано изменения показателя вырождения  $p_{LH}(T) / \Phi_{LH}(T)$  с температурой**

## Заключение

В работе проведено исследование магнито-транспортных свойств коммерчески доступных пластин  $p$ -GaSb. Показано, что температурная зависимость сопротивления образцов оказывается немонотонной, но формируется монотонными изменениями транспортных параметров. Анализ эффекта Холла проводился как в рамках стандартной однозонной модели, так и при учёте наличия зон лёгких и тяжелых дырок. Описан алгоритм обработки данных в рамках двухзонной модели. Показано, что значения концентраций и подвижностей дырок, полученные в двух моделях, существенно различны, а коэффициент пропорциональности между соответствующими результатами зависит от ряда параметров системы и не может быть посчитан независимо. Из температурной зависимости концентрации носителей заряда, рассчитанной в рамках двухзонной модели, определено изменение химического потенциала с температурой. Поскольку положение химического потенциала подложки определяет изгиб зон для выращиваемого на ней слоя, полученные значения  $\varepsilon_F(T)$  могут быть использованы для дальнейшего проектирования гетероструктур, создаваемых на основе  $\text{epi-ready}$  подложек  $p$ -GaSb, изготовленных Ram Xiamen (Китай).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jia C., Deng G., Liu L., Zhao P., Song G., Liu J., Zhang Y. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. Vol. 56. P. 433001.
2. Rogalski A., Kopytko M., Hu W., Martyniuk P. / Sensors 2023. Vol. 23. № 17. P. 7564.
3. Roh Y. T., Kim B.-H., Kim Y. H., Jung H. / SPIE Proc. (Infr. Tech. Appl. LI). 2025. Vol. 13469. P. 182–187.
4. Rogalski A. / Rep. Prog. Phys. 2022. Vol. 85. P. 126501.
5. Oveshnikov L. N., Ril' A. I., Mekhiya A. B., Davydov A. B., Marenkin S. F., Aronzon B. A. / EPJ Plus. 2022. Vol. 137. P. 374.
6. Walton A. K., Mishra U. K. / J. Phys. C: Solid State Phys. 1968. Vol. 1. № 2. P. 533–538.
7. Heller M. W., Hamerly R. G. / J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. № 10. P. 4626–4632.
8. Dutta P. S., Bhat H. L., Kumar V. / J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. № 9. P. 5821–5870.
9. Kim Y.-S., Marsman M., Kresse G., Tran F., Blaha P. / Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. P. 205212.
10. [https://www.matprop.ru/GaSb\\_bandstr](https://www.matprop.ru/GaSb_bandstr)
11. Cavassilas N., Aufran J.-L., Aniel F., Fishman G. / J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. № 3. P. 1431–1433.
12. Смут П. Полупроводники. – М.: Издательство иностранной литературы, 1962.
13. Micocci G., Tepore A., Rella R., Siciliano P. / J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. № 8. P. 3982–3986.
14. Donmez O., Erol A., Cetinkaya C., Cokduygular E., Aydin M., Yildirim S., Puustein J., Hilska J., Guina M. / Semicond. Sci. Techn. 2021. Vol. 36. P. 115017.
15. Klaassen D. B. M. / Solid-State Electr. 1992. Vol. 35. № 7. P. 961–967.
16. Блейкмор Дж. Физика твёрдого тела. – М.: Мир, 1988.

PACS: 72.80.Ey, 72.20.My

## Determination of light and heavy hole parameters in $p$ -GaSb single crystals on the basis of complex analysis of the Hall effect

L. N. Oveshnikov<sup>1\*</sup>, A. B. Davydov<sup>1</sup>, M. A. Chernopicskiy<sup>1</sup>, A. A. Fel'de<sup>1</sup>, I. I. Minaev<sup>1</sup>, A. V. Klekovkin<sup>1</sup>, and V. S. Krivobok<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia

\* E-mail: oveshnikovLN@lebedev.ru

<sup>2</sup> RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

Received 20.02.2026; revised 7.04.2026; accepted 5.06.2026

*In this work we present the results of measurements of electrophysical parameters of commercially available single-crystal  $p$ -GaSb substrates in the temperature range of 80–300 K. We perform comparative analysis of temperature and field dependences of Hall resistivity with and without taking into account the degeneracy of the valence band. The limitations of applicability of the standard model, which assumes the existence of only one type of holes, for describing*

*transport properties of p-GaSb are shown. It is shown that non-monotonic temperature dependence of substrates resistivity arises due to monotonic change of carrier concentrations and mobilities. Basing on the results of the analysis using model, which takes into account contributions of light and heavy holes, we estimated the variation of the chemical potential in substrate material with temperature. The obtained results are necessary for further design of photosensitive heterostructures, obtained using studied substrates.*

*Keywords:* gallium antimonide, p-type conductivity, semiconductor substrates, Hall effect, magnetoresistance, multi-band semiconductors.

## REFERENCES

1. Jia C., Deng G., Liu L., Zhao P., Song G., Liu J., and Zhang Y., J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, 433001 (2023).
2. Rogalski A., Kopytko M., Hu W., and Martyniuk P., Sensors **23** (17), 7564 (2023).
3. Roh Y. T., Kim B.-H., Kim Y. H., and Jung H., SPIE Proc. (Infr. Tech. Appl. LI) **13469**, 182–187 (2025).
4. Rogalski A., Rep. Prog. Phys. **85**, 126501 (2022).
5. Oveshnikov L. N., Ril' A. I., Mekhiya A. B., Davydov A. B., Marenkin S. F., and Aronzon B. A., EPJ Plus. **137**, 374 (2022).
6. Walton A. K. and Mishra U. K., J. Phys. C: Solid State Phys. **1** (2), 533–538 (1968).
7. Heller M. W. and Hamerly R. G., J. Appl. Phys. **57** (10), 4626–4632 (1985).
8. Dutta P. S., Bhat H. L., and Kumar V., J. Appl. Phys. **81** (9), 5821–5870 (1997).
9. Kim Y.-S., Marsman M., Kresse G., Tran F., and Blaha P., Phys. Rev. B **82**, 205212 (2010).
10. [https://www.matprop.ru/GaSb\\_bandstr](https://www.matprop.ru/GaSb_bandstr)
11. Cavassilas N., Autran J.-L., Aniel F., and Fishman G., J. Appl. Phys. **92** (3), 1431–1433 (2002).
12. Smith R. A. Semiconductors. Cambridge University Press, 1959; Moscow, Izdatel'stvo innostrannoi literatury, 1962.
13. Micocci G., Tepore A., Rella R., and Siciliano P., J. Appl. Phys. **75** (8), 3982–3986 (1994).
14. Donmez O., Erol A., Cetinkaya C., Cokduygular E., Aydin M., Yildirim S., Puustein J., Hilska J., and Guina M., Semicond. Sci. Techn. **36**, 115017 (2021).
15. Klaassen D. B. M., Solid-State Electr. **35** (7), 961–967 (1992).
16. Blakemore J. S. Solid State Physics. Cambridge University Press, 1985; Moscow, Mir, 1988.

## Об авторах

**Овешников Леонид Николаевич**, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: oveshnikovLN@lebedev.ru SPIN-код: 8314-3363, AuthorID: 818982, Scopus AuthorID: 55332315400

**Давыдов Александр Борисович**, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: davydovAB@lebedev.ru SPIN-код: 3401-9509, AuthorID: 30935, Scopus AuthorID: 7201949230

**Чернопицкий Максим Александрович**, к.ф.-м.н., младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: chernopicskiyMA@lebedev.ru SPIN-код: 6529-1510, AuthorID: 1219510, Scopus AuthorID: 57202729169

**Фельде Анастасия Александровна**, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: a.felde@lebedev.ru SPIN-код: 7964-8681, AuthorID: 1173463, Scopus AuthorID: 59909511400

**Минаев Илья Иванович**, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: i.minaev@lebedev.ru ORCID: 0009-0007-0410-4033, Scopus AuthorID: 57226567016

**Клековкин Алексей Владимирович**, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53). E-mail: klekovkinAV@lebedev.ru SPIN-код: 2137-8228, AuthorID: 818286, Scopus AuthorID: 56471867800

**Кривобок Владимир Святославович**, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 53); ведущий научный сотрудник, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: krivobok@lebedev.ru AuthorID: 135304, Scopus AuthorID: 8604415500