

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А. Г. Коллюх, В. А. Мороженко

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 10.04.1992. Принята к печати 26.06.1992)

Впервые исследовано влияние магнитного поля на поляризационные характеристики теплового излучения изотропных полупроводников. На основании формул Френеля и эффекта Фарадея показано, что при углах наблюдения, отличных от нормали, тепловое излучение поляризовано, а степень поляризации существенно зависит от оптических параметров материала и величины магнитного поля. На образцах n -InSb ($n = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в магнитных полях $0 < B < 2\text{Т}$ при температуре 310 К обнаружены осцилляции степени поляризации теплового излучения. Из сравнения расчета и эксперимента определена эффективная масса электронов.

1. Исследования свойств полупроводников путем изучения их теплового излучения (ТИ) вызывают в последнее время все больший интерес (см. обзор [1]). Такие исследования представляются актуальными в связи с легкостью и доступностью их реализации. Изменяя любым из известных способов полное число носителей заряда, по характеру изменения интенсивности ТИ можно определить основные параметры полупроводниковой плазмы, а по спектральным характеристикам — параметры исследуемого материала. Однако поляризационные свойства ТИ сколь-нибудь детально не исследованы.

В настоящей работе исследованы поляризационные характеристики ТИ изотропного полупроводника в магнитном поле. Здесь на основании формул Френеля, определяющих эти характеристики, и явления фарадеевского вращения плоскости поляризации электромагнитных волн показано, что ТИ при углах наблюдения, отличных от нормали, поляризовано, а степень поляризации существенным образом зависит от оптических параметров вещества и величины магнитного поля.

2. Рассмотрим радиационные характеристики нагретой полупроводниковой пластины, связанные с поведением излучения на ее границе в спектральной области за краем фундаментального поглощения.

Общее рассмотрение задачи об отражении и преломлении электромагнитного излучения на границе на основании уравнений Максвелла приводит к известным обобщенным формулам Френеля для определения величины выходящего излучения [2]. Выражение для интенсивности излучения внутри плоского слоя нерассеивающего материала толщиной d' с оптически гладкой поверхностью, распространяющегося под углом φ к нормали, может быть записано в виде

$$\tilde{I}_{s,p} = \frac{Q \cdot [1 - \exp(-kd)]}{1 - R_{s,p} \exp(-kd)} \Delta\omega, \quad (1)$$

и для коэффициентов отражения $R_{s,p}$ имеем

$$R_s(\varphi) = \frac{\sin^2(\varphi - \alpha)}{\sin^2(\varphi + \alpha)}, \quad R_p(\varphi) = \frac{\text{tg}^2(\varphi - \alpha)}{\text{tg}^2(\varphi + \alpha)}. \quad (2)$$

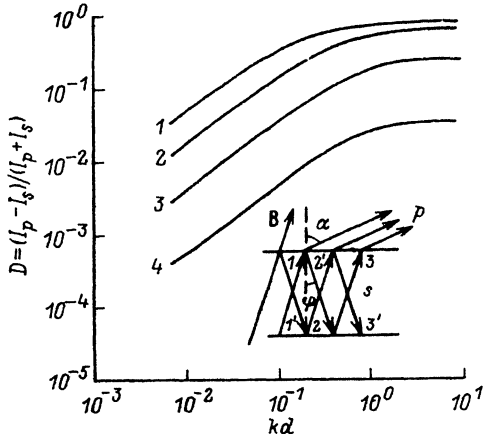


Рис. 1. Расчетные зависимости степени поляризации теплового излучения от оптической толщины кристалла. Угол наблюдения, град: 1 — 85, 2 — 75, 3 — 50, 4 — 20. На вставке — распространение излучения внутри полупроводниковой пластины.

В этих формулах $d = d' / \cos(\varphi)$, Q — функция Планка, k — коэффициент поглощения материала, $\alpha = \arcsin(n \sin \varphi)$ — угол преломления, n — показатель преломления, $\Delta\omega$ — телесный угол распространения излучения. Индексы s и p обозначают, что эти соотношения записаны для излучения с вектором электрического поля, соответственно перпендикулярным и параллельным плоскости падения.

Очевидно, что при взаимодействии с границей ТИ разделяется на две составляющие (см. вставку на рис. 1): а) на собственное излучение внутри кристалла, которое с учетом многократных отражений в объеме описывается формулой (1) и при углах падения φ , отличных от нормали, является частично поляризованным с доминированием s -компоненты поляризации; б) на излучение, выходящее в телесном угле $\Delta\Omega$, интенсивность которого равна

$$I_{s,p} = Q \frac{(1 - R_{s,p}) [1 - \exp(-kd)]}{1 - R_{s,p} \exp(-kd)} \Delta\Omega, \quad (3)$$

с доминирующей p -поляризацией, при этом степень поляризации преломленного излучения, определяемая как $D = (I_p - I_s) / (I_p + I_s)$, растет с увеличением угла наблюдения α .

Здесь важно отметить, что степень поляризации становится зависимой от оптических характеристик кристалла. На рис. 1 представлена расчетная зависимость D от величины kd , определяющей оптическую толщину кристалла при различных углах наблюдения ТИ. При $kd \gg 1$ (оптически толстый кристалл), когда поглощение велико, величина D максимальна и обусловлена лишь углом наблюдения и значением показателя преломления. С увеличением степени прозрачности кристалла D начинает падать, и при $kd \ll 1$ (оптически тонкий кристалл) излучение становится практически неполяризованным.

Для объяснения такого поведения зависимости $D(kd)$ рассмотрим, не уменьшая общности, распространение излучения под углом Брюстера (кривая 2). После первого акта преломления вся p -компонента излучения выйдет из кристалла и в объеме будет распространяться только s -поляризованное излучение. При каждом последующем взаимодействии с поверхностью часть его будет преломляться, компенсируя p -компоненту вышедшего излучения, уменьшая значение степени поляризации. В отсутствие поглощения ($kd \ll 1$) s -поляризованное излу-

чение внутри кристалла, претерпев бесконечное число переотражений, полностью выйдет наружу и полное вышедшее излучение останется неполяризованным. С увеличением kd все ббльшая часть s -поляризованной компоненты излучения внутри пластины поглощается, при этом полной компенсации p -компоненты выходящего излучения уже не происходит, что проявляется в увеличении степени поляризации. При $kd \gg 1$ переотражение внутри кристалла отсутствует и за пределы выходит излучение только из приповерхностного слоя толщиной порядка $1/k$. Испытав лишь один акт преломления, вышедшее излучение имеет максимальную степень поляризации $D = (R_s - R_p) / [2 - (R_p + R_s)]$. В пластине существует бесконечное число лучей, аналогичных рассмотренному. Если толщина пластины на много меньше продольных размеров, то для каждого из них справедливо приведенное выше рассмотрение, и выводы, сделанные для одного луча, справедливы для всего излучения.

Рассмотрим теперь влияние магнитного поля на характер ТИ полупроводниковой пластины. Расположим пластину таким образом, чтобы силовые линии магнитного поля B совпадали с направлением распространения s -поляризованных лучей $1, 2', 3, \dots$ (рис. 1). В этом случае взаимодействие свободных носителей с поляризованной волной приводит к повороту ее плоскости поляризации на угол β (эффект Фарадея), описываемый выражением [3]

$$\beta = \frac{Ne^3 B d \lambda^2}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n (m^*)^2} \quad (5)$$

Здесь N , m^* — концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда соответственно, λ — длина волны наблюдаемого излучения, c — скорость света в вакууме, ε_0 — диэлектрическая проницаемость материала, B — магнитная индукция.

Проследим прохождение через кристалл лучей $1, 2, 3, \dots$. Очевидно, что луч 1 , являясь неполяризованным, не испытывает влияния магнитного поля. При прохождении частично поляризованного луча 2 его компоненты поворачиваются на угол β . Новые значения интенсивностей s - и p -компонент излучения определяются выражениями

$$\tilde{I}_{s,p}'' = [\tilde{I}_{s,p}' \cos^2 \beta + \tilde{I}_{s,p}' \sin^2 \beta] \Delta \omega \quad (6)$$

Здесь $\tilde{I}_{s,p}'$ — интенсивности s - и p -компонент после последнего акта отражения с учетом поглощения на пути от одной поверхности к другой. Таким образом, при очередном взаимодействии с поверхностью перераспределение излучения на отраженное и преломленное происходит при новых значениях $\tilde{I}_{s,p}$, внося изменения в степень поляризации наблюдаемого излучения.

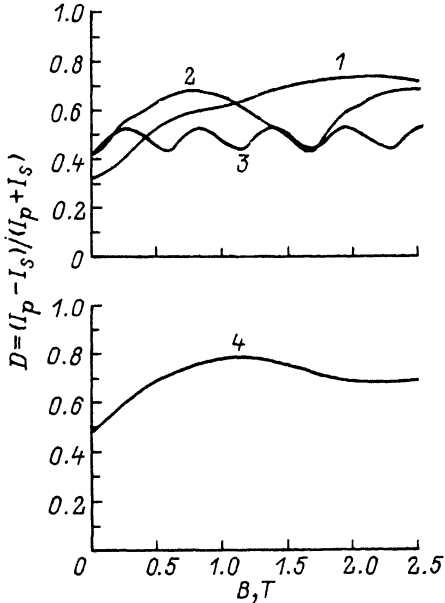
Для простоты рассмотрим поведение зависимости $D(B)$, учитывая лишь лучи 1 и $2'$. Из (1) и (6) следует, что интенсивности каждой из компонент выходящего излучения составляют

$$\begin{aligned} I_p &= Q(1 - R_p) [R_p \exp(-kd) \cos^2 \beta + R_s \exp(-kd) \sin^2 \beta + 1] \Delta \Omega, \\ I_s &= Q(1 - R_s) [R_s \exp(-kd) \cos^2 \beta + R_p \exp(-kd) \sin^2 \beta + 1] \Delta \Omega. \end{aligned} \quad (7)$$

Пренебрегая квадратичными членами по $R_{s,p}$, получаем для степени поляризации следующее выражение:

$$D(B) = \frac{(R_p - R_s) [\exp(-kd) \cos(2\beta) - 1]}{(R_s + R_p) [\exp(-kd) - 1] + 2} \quad (8)$$

Рис. 2. Расчетные зависимости степени поляризации теплового излучения полупроводниковой пластины от внешнего магнитного поля 1—3 — монохроматические излучения; λ , мкм: 1—7, 2—11, 3—16. 4 — интегральное излучение, $\lambda = 7 \div 11$ мкм.



Из (7) видно, что интенсивности s - и p -компонент излучения изменяются в магнитном поле, а зависимость $D(B)$ принимает осциллирующий характер. При увеличении магнитного поля и соответственно угла поворота плоскости поляризации $D(B)$ возрастает, достигая максимального значения при $\beta = 90^\circ$, а затем убывает до равновесного значения. Здесь необходимо подчеркнуть, что (8) дает лишь качественный характер зависимости ввиду принятых упрощений.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости $D(B)$ для монохроматического излучения с длиной волны 7, 11 и 16 мкм (соответственно кривые 1—3) и

для интегрального излучения в диапазоне $7 \div 11$ мкм (кривая 4). Расчет проводился численным методом с учетом 6 актов отражения. В качестве модельного полупроводника принимался n -InSb, при этом использовались следующие параметры материала: $\epsilon_0 = 17$, $N = 1.4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $d = 0.017$ см. Учет дисперсии поглощения и показателя преломления проводился согласно данным [4].

Как видно, для монохроматического излучения зависимость степени поляризации от магнитного поля имеет осциллирующий характер, при этом частота осцилляций растет с увеличением длины волны. Такое поведение $D(B, \lambda)$ объясняется спектральной зависимостью β [см. формулу (5)]. Вместе с тем заметно уменьшение глубины осцилляций, которое обусловлено дисперсией поглощения. При увеличении k переотраженное в объем излучение все больше поглощается, не достигая поверхности, и все меньше участвует в изменении D . И, как было сказано выше, в случае полностью непрозрачного образца ($kd \gg 1$) D стремится к своему предельному значению и зависимость $D(B)$ не наблюдается.

Другая ситуация проявляется для интегрального излучения — кривая 4 не является осциллирующей. Это объясняется в основном зависимостью фарадеевского угла от длины волны. Кроме того, от λ зависят как функция Планка, так и коэффициент поглощения. Вследствие всего этого различные спектральные участки дают различный вклад в $D(B)$. Вначале, в области сравнительно небольших значений магнитного поля, $D(B)$ растет аналогично ситуации для монохроматического излучения. Затем происходит смешение вкладов несогласованных по фазе разных зависимостей D от B, β, λ , в результате которого степень поляризации становится практически независимой от магнитного поля.

Здесь следует отметить, что, как показывает расчет, наибольший эффект модуляции степени поляризации ТИ должен проявиться при углах наблюдения, близких к углу Брюстера. Действительно, в этом случае происходит максимальная поляризация отраженного внутри кристалла излучения, что и определило выбор условия наблюдения ТИ.

3. Обратимся теперь к экспериментальным результатам. Эксперимент проводился на неориентированных кристаллах n -InSb с концентрацией несокомпенсированной примеси $1.4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Образец представлял собой пластину раз-

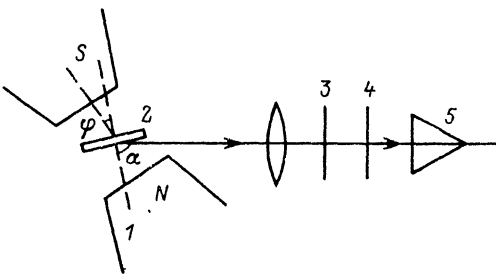


Рис. 3. Схема эксперимента. 1 — магнит, 2 — образец, 3 — анализатор, 4 — фильтр, 5 — фотоприемник.

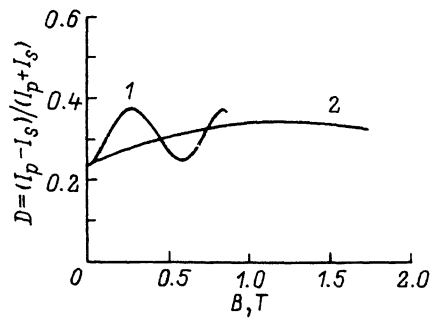


Рис. 4. Экспериментальные зависимости степени поляризации ТИ n -InSb от магнитного поля. $N_d - N_a = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. λ , мкм: 1 — (16 ± 0.3) , 2 — $(7 \div 11)$ (излучение интегральное).

мерами $5 \times 16 \times 0.17$ мм. Угол между нормалью к широкой (излучающей) грани и магнитным полем составлял 14° (угол Брюстера). Излучение наблюдалось под углом 76° (рис. 3). Температура образца поддерживалась на уровне 310 К.

В качестве приемника излучения использовались охлаждаемый фоторезистор на основе CdHgTe либо пироэлектрический приемник. Для выделения необходимой спектральной области применялись фильтры InSb с полосой пропускания 7—22 мкм или интерференционные фильтры. В качестве анализатора применялась дифракционная решетка. Угловая апертура оптической схемы составляла 20° .

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости степени поляризации теплового излучения от величины магнитного поля. Кривая 1 соответствует $D(B)$ ТИ в узкой спектральной полосе (16 ± 0.3) мкм, кривая 2 — значению $D(B)$ интегрального ТИ в полосе 7—11 мкм. Как и ожидалось, эти характеристики имеют немонотонный характер, причем кривая 1 носит явно осциллирующий вид. Расчетные и экспериментальные зависимости находятся в удовлетворительном согласии, количественное же расхождение значений D может быть связано с неучтенной угловой апертурой измерений.

Анализ и сравнение расчетной зависимости $D(B)$ с экспериментальной для 16 мкм позволили определить эффективную массу электронов в исследуемом материале, которая составила $m^* = 0.031 m$. Эта величина достаточно хорошо согласуется со значениями m^* , полученными ранее другими методами.

Таким образом, приведенные результаты показали влияние магнитного поля на оптические характеристики собственного теплового излучения изотропной среды. При углах наблюдения, отличных от нормали, в области достаточной прозрачности полупроводника ($kd < 1$) удается управлять степенью поляризации наблюдаемого излучения. По экспериментальным данным определена эффективная масса электрона, что позволяет предположить возможность использования явления, подобно традиционным магнитооптическим эффектам, для определения параметров полупроводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] V. K. Maluyenko. *Infrared Phys.*, 32, 291 (1991).
 [2] В. А. Петров, Н. В. Марченко. В кн.: Перенос энергии в частично прозрачных твердых материалах. 188. М. (1985).
 [3] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. В кн.: Полупроводниковая оптоэлектроника, 429. М. (1979).
 [4] К. Хилсум, А. Роуз-Инс. В кн.: Полупроводники типа A_3B_5 , 322. М. (1963).