

# О возможности определения диффузионной длины экситонов в полупроводниках на основе данных фотомагнитных измерений

© И.Г. Атабаев, Н.А. Матчанов, М.У. Хажиев, Д. Саидов

Физико-технический институт научно-производственное объединение „Физика–Солнце“ Академии наук Узбекистана, 700084 Ташкент, Узбекистан

E-mail: sirnornur@uzsci.net

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 21 марта 2005 г.)

Представлены результаты исследования влияния магнитного поля на фототок  $I_{ph}$  в Si и GaAs солнечных элементах. Показано, что изменение фототока  $I_{ph}$  солнечных элементов в магнитном поле может быть связано с уменьшением диффузионной длины экситонов  $L_{exc}$ . Предложена упрощенная модель фотомагнитного эксперимента для оценки  $L_{exc}$  и вклада экситонов в фототок солнечных элементов.

## 1. Введение

Исследования полупроводниковых солнечных элементов (СЭ) [1–3] показали, что вклад экситонов в фототок СЭ может быть существенно заметным. В работе [4] было установлено, что в кремнии при комнатной температуре имеется заметная концентрация экситонов, что приводит к необходимости учета экситонов в диодных теориях и теории СЭ. Хотя экситоны являются нейтральными, они могут вносить вклад в ток приборов, диффундируя в область перехода, где могут быть разделены полем. Представлена также общая трехчастичная теория переноса в полупроводниках. Результаты применения теории к кремниевым приборам показывают уменьшение темнового тока насыщения, а также увеличение фотогенерируемого тока при учете экситонов в теории, поскольку длина диффузии экситона превышает длины диффузии неосновных носителей. В настоящей работе также предлагается экспериментальный метод для подтверждения вклада экситонов и содержатся оценки величин параметров, связанных с экситонами, по измерениям спектрального фотоотклика СЭ.

Очевидно, для реальной оценки вклада экситона в эффективность СЭ необходимы экспериментальные данные по времени жизни и диффузионной длине экситонов в различных полупроводниковых материалах. Интерес к этим характеристикам также определяется исследованиями возможности создания экситонного конденсата в полупроводниках, так как время жизни и диффузионная длина экситонов являются важными характеристиками, определяющими условия образования экситонного конденсата в твердых телах.

Обычно эти характеристики оцениваются по данным оптических измерений полупроводниковых образцов с низкой концентрацией примесей. Концентрация мелких примесей в полупроводниковых СЭ относительно высокая, и экспериментальные данные по времени жизни и диффузионной длине экситонов, определенные оптическими методами, для таких структур в литературе отсутствуют.

Как известно, электрический заряд экситона равен нулю и электрические измерения не могут быть прямо использованы для определения диффузионной длины

и времени жизни экситона. Тем не менее имеется возможность проводить оценку этих характеристик из фотоэлектрических свойства СЭ и других полупроводниковых приборов (см. [4]).

В настоящей работе обсуждается возможный метод оценки диффузионной длины экситонов в полупроводниках. Хорошо известно, что экситоны, достигая области  $p$ – $n$ -перехода, распадаются на свободные носители тока и вносят некоторый вклад в величину фототока  $I_{ph}$ .

Под действием магнитного поля энергия образования экситона существенно не изменяется, однако оно может существенно уменьшить время жизни и диффузионную длину экситонов. В случае значительного уменьшения диффузионной длины под действием магнитного поля этот эффект открывает новую принципиальную возможность определения диффузионной длины экситонов в полупроводниках.

## 2. Упрощенная модель эксперимента

Рассмотрим упрощенную модель эксперимента. Предположим, что под действием магнитного поля все экситоны распадаются на свободные носители тока и фототок  $I_{ph}$   $p$ – $n$ -перехода определяется только временем жизни и диффузионной длиной свободных носителей, т.е. электронов и дырок. Следует отметить, что это является достаточно грубым предположением, и предполагать реальнее, что диффузионная длина экситонов уменьшается. Однако цель настоящей работы — показать принципиальную возможность экспериментального определения диффузионной длины экситонов  $L_{exc}$  в полупроводниках.

Предположим также, что генерация экситонов происходит только на поверхности полупроводника (это может быть легко выполнено выбором длины волны фотонов, используемых при освещении).

Можно показать, что в стационарном случае изменение фототока при включении магнитного поля имеет вид

$$\Delta I = [I_{ph} - I_{ph}(H)] \sim N_{exc}(0) \left[ \exp(-L_{pn}/L_{exc}) - \exp(-L_{pn}/L_{e,h}) \right]. \quad (1)$$

Как видно из (1), величина  $\Delta I$  главным образом зависит от соотношения диффузионных длин носителей тока ( $L_{e,h}$ ) и экситонов ( $L_{exc}$ ), от глубины  $p-n$ -перехода ( $L_{pn}$ ) и концентрации экситонов ( $N_{exc}$ ) вблизи поверхности полупроводника. Величина фототока  $I_{ph}$  не должна изменяться, если  $L_{exc} = L_{e,h}$ ; должна увеличиться, если  $L_{exc} < L_{e,h}$ , и должна уменьшаться, если  $L_{exc} > L_{e,h}$ . Из (4) также видно, что измерения на образцах с различными глубинами  $p-n$ -переходов позволяют определить величину  $L_{exc}$  более точно.

Конечно, наше предположение, что  $L_{exc}$  под действием магнитного поля резко уменьшается, делает модель слишком упрощенной. Однако цель работы — показать возможность определения  $L_{exc}$  в принципе.

### 3. Эксперимент

Измерения были выполнены на СЭ на основе Si и GaAs (СЭ имели разные площади) в магнитном поле 0.55 Т [5]. Освещение СЭ проводилось лампой накаливания и полупроводниковым лазером (1 мВт,  $\lambda = 0.63-0.68 \mu\text{m}$ ). Следует отметить, что в экспериментах с лазером фототок был порядка  $\mu\text{A}$  из-за малой площади освещения (диаметр луча лазера составлял  $\sim 3 \text{ mm}$ ). Кроме того, конструкция СЭ была рассчитана на спектр Солнца.

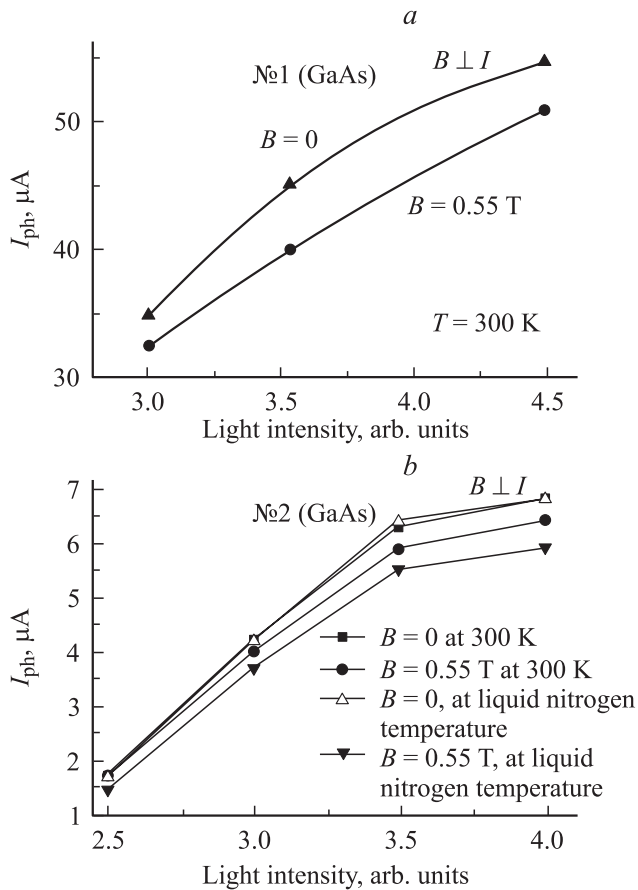


Рис. 1. Зависимость фототока от интенсивности освещения в GaAs СЭ с „мелким“ (a) и „глубоким“ (b)  $p-n$ -переходом.

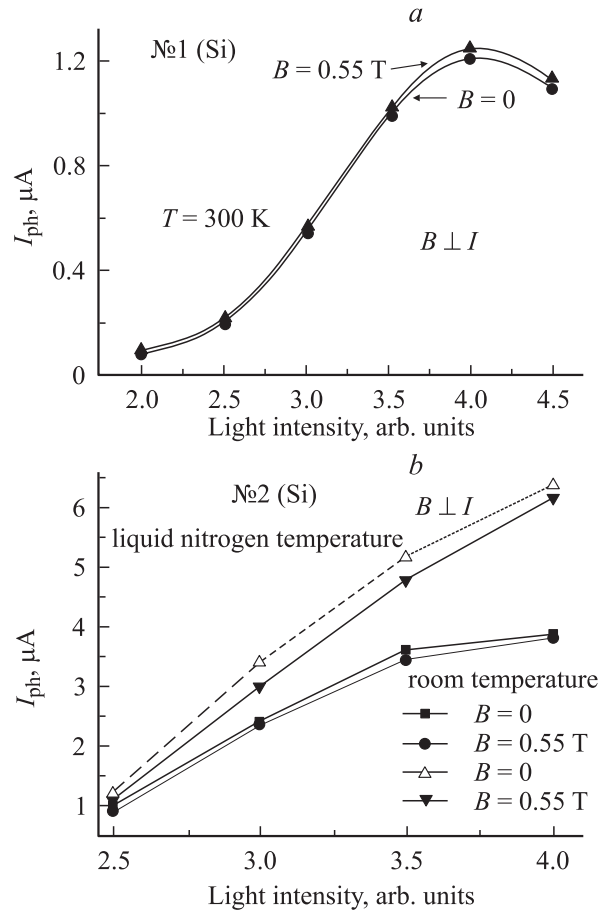


Рис. 2. Зависимость фототока от интенсивности освещения в Si СЭ с „мелким“ (a) и „глубоким“ (b)  $p-n$ -переходом.

На рис. 1 показано изменение фототока для GaAs СЭ (образец № 1 (GaAs) с КПД 23%, рис. 1, a, и образец № 2 (GaAs) с КПД 18%, рис. 1, b) при освещении полупроводниковым лазером. Интенсивность освещения управлялась путем изменения приложенного к лазеру напряжения в диапазоне от 2.5 до 4.5 В, где интенсивность света линейно зависела от приложенного напряжения. Диффузионная длина носителей в базе прибора была  $\sim 3-4 \mu\text{m}$  в приповерхностной сильнолегированной области  $L_{pn} \sim 1 \mu\text{m}$  (по паспортным данным СЭ).

Измерения показали, что при комнатной температуре  $\Delta I$  составляет 6–8%,  $\Delta I = (I_{ph} - I_{ph}(H)) < 0$ . Следовательно, в приповерхностной области солнечного элемента  $L_{exc} > L_{e,h} \sim 1 \mu\text{m}$ , и вклад экситонов составляет  $\sim 6-8\%$ . Величина  $I_{ph}$  линейно растет с увеличением интенсивности освещения. При азотных температурах вклад экситонов возрастает до 10–15% (рис. 1, b). Таким образом, во всех исследованных GaAs СЭ выполняется условие  $L_{exc} > L_{e,h}$ .

На рис. 2 показано изменение фототока в магнитном поле Si СЭ (образец № 1 (Si) с КПД 15% и образец № 2 (Si) с КПД 11%). Диффузионная длина носителей в базе приборов  $\sim 60-80 \mu\text{m}$  и в приповерхностной сильнолегированной  $p$ -области  $L_{e,h} \sim 0.6-0.9 \mu\text{m}$ ,  $L_{pn} \sim 1 \mu\text{m}$ .

Измерения спектральной чувствительности показали, что Si СЭ № 1 с КПД 15% имеет меньшую глубину перехода, чем образец № 2 с КПД 11%.

Как видно, из рис. 2, в Si СЭ наблюдается иная картина: величина  $\Delta I$  составляет  $\sim 3\%$  при комнатной температуре,  $\Delta I$  имеет противоположный знак. На наш взгляд, указанные выше особенности поведения  $\Delta I$  связаны с характером генерации и сбора фотогенерированных носителей в этих структурах.

В GaAs СЭ генерация фотоносителей происходит вблизи поверхности кристалла, как предполагалось в (3). Однако в кремнии генерация и дрейф фотоносителей и экситонов происходят не только вблизи поверхности кристаллов, но также и в объеме кристалла, так как величина  $1/\alpha$  для  $\lambda = 0.63\text{--}0.68\ \mu\text{m}$  составляет  $\sim 3\ \mu\text{m}$  [6]. В связи с этим в Si СЭ с достаточно „глубоким“  $p$ - $n$ -переходом фототок преимущественно формируется в диффузионной области, и величину  $L_{\text{exc}}$  следует сравнивать с  $L_{e,h}$  в этой области ( $L_{\text{exc}} > L_{e,h}$ ), а  $\Delta I < 0$  (Si СЭ № 2 на рис. 2, *b*).

При более мелких  $p$ - $n$ -переходах генерация и сбор носителей происходят преимущественно со стороны базы СЭ, где  $L_{e,h} \sim 60\text{--}80\ \mu\text{m}$  и  $L_{\text{exc}} < L_{e,h}$ , а  $\Delta I > 0$  (Si СЭ № 1 на рис. 2, *a*).

При освещении элементов лампой накаливания интенсивность света управлялась путем изменения расстояния от источника света до элемента, так как при изменении напряжения накала лампы спектр ее излучения изменяется. Эксперименты показали, что и в этом случае наблюдается изменение фототока исследованных элементов при приложении магнитного поля.

## 4. Обсуждение

Основным исходным пунктом модели является резкое уменьшение длины диффузии экситонов в магнитном поле. Сначала рассмотрим возможность распада экситонов из-за влияния магнитного поля на энергию связи экситонов в полупроводниках. В кремнии энергия связи равна 7.5 meV, а в GaAs — 3.2–4.4 meV [7]. Хорошо известно, что энергия связи в полупроводниках под действием магнитного поля уменьшается [8,9]. Изменение энергии связи экситонов  $\Delta\varepsilon_{\text{bind}}$  из-за взаимодействия спина носителей тока с магнитным полем составляет

$$\Delta\varepsilon_{\text{bind}} \sim g_e \mu_B S, \quad (2)$$

где  $g_e$  — множитель Ланде для электронов (для Si равный 2–2.5, для Ge — 1.5–1.8, а для GaAs — 0.44),  $\mu_B = 58\ \mu\text{eV/T}$  — магнетон Бора,  $S$  — магнитная индукция. В наших экспериментах значение магнитного поля было равным 0.55 Т, и в том случае  $\Delta\varepsilon_{\text{bind}}$  должно быть  $\sim 0.05\ \text{meV}$ . Ясно, что это изменение слишком мало, и магнитное поле, используемое в наших экспериментах, не может существенно изменить длину диффузии экситонов.

В работе [10] показано, что магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению экситонных состояний и

изменяет характер экситонной рекомбинации. Известно, что основным каналом распада экситонов в полупроводниках является взаимодействие с заряженными мелкими примесями [11–13]. Согласно оценки в [12,13], в прямозонных и не прямозонных полупроводниках величина вероятности распада экситонов через этот канал на 5–6 порядков выше, чем распад через другие каналы рекомбинации. Вероятность распада экситона  $P$  путем взаимодействия с мелкой примесью пропорциональна ее концентрации. В работе [11] показано, что вероятности распада для Si, Ge и GaP составляют

$$P_{\text{Si}} \sim 0.48 \cdot 10^{-5} n_d^+ s^{-1},$$

$$P_{\text{Ge}} \sim 0.17 \cdot 10^{-4} n_d^+ s^{-1},$$

$$P_{\text{GaAs}} \sim 0.45 \cdot 10^{-5} n_d^+ s^{-1}.$$

Здесь  $n_d^+$  — концентрация заряженных мелких примесей в кристалле.

Очевидно, что расщепление экситонных состояний под действием магнитного поля приводит к резкому увеличению вероятности взаимодействия экситонов с заряженными мелкими примесями и уменьшению диффузионной длины экситона. Таким образом, изменение фототока  $\Delta I = (I_{\text{ph}} - I_{\text{ph}}(H))$  солнечных элементов, наблюдаемое в наших экспериментах, может быть связано с уменьшением  $L_{\text{exc}}$  под действием магнитного поля.

Следующей возможной причиной обнаруженного изменения фототока  $\Delta I = (I_{\text{ph}} - I_{\text{ph}}(H))$  является уменьшение диффузионной длины свободных носителей заряда  $L_{e,h}$ . Как известно, изменение диффузионной длины носителей заряда  $\Delta L_{e,h}$  под действием магнитного поля является маленьким  $\sim 0.5\text{--}1.5\%$ . И в этом случае изменение фототока  $\Delta I$  должно быть только отрицательным для всех полупроводниковых СЭ. Однако в кремнии величина  $\Delta I$  положительна, следовательно, обнаруженный эффект не может быть связан с  $\Delta L_{e,h}$ .

Фотоэлектромагнитный эффект не может проявляться в нашем эксперименте, так как в этом случае возникающая электродвижущая сила имеет направление вдоль поверхности СЭ.

Следующей возможной причиной изменения фототока может быть влияние магнитного поля на перенос носителей тока в СЭ. Чтобы контролировать этот эффект, через образец в темноте пропускаться ток от внешнего источника, равный фототоку при освещении. И в этом случае ток не изменялся при включении магнитного поля.

Таким образом, обнаруженное изменение фототока может быть связано с изменением длины диффузии экситонов, из-за роста вероятности рекомбинации экситонов через мелкие заряженные примеси под воздействием магнитного поля.

А.Р. Gorban и другие [14] провели теоретический расчет КПД преобразования в кремневых СЭ с высоким КПД в условиях AM0 [6] с учетом экситонных эффектов. Было показано, что в Si СЭ общий вклад всех экситонных эффектов приводит к уменьшению предельного

КПД на 5–10%. Следовательно, в нашем случае фототок Si СЭ должен увеличиваться на  $\sim 5\text{--}10\%$ . В нашем эксперименте это значение было  $\sim 3\%$ . Таким образом, этот результат согласуется с теоретической моделью, предложенной в [14].

## 5. Заключение

Показано, что изменение фототока в полупроводниковых СЭ под действием магнитного поля может быть связано с уменьшением диффузионной длины экситонов. Это может быть использовано для оценки диффузионной длины экситонов в полупроводниках и для оценки вклада экситонов в фототок СЭ.

Авторы выражают глубокую признательность М.Н. Турсунову, С. Дадамухамедову (Физико-технический институт) за предоставленные СЭ и С.Ж. Каражанову (Физико-технический институт), Paul H.M. van Loosdrecht (University of Groningen, Netherlands), S.S. Saxena (Cavendish Laboratory, University of Cambridge), M. Fiebig (MBI, Berlin, Germany) за обсуждение полученных результатов.

## Список литературы

- [1] M.J. Keevers, M.A. Green. *J. Appl. Phys.* **75**, 4022 (1994).
- [2] S.Zh. Karazhanov. *J. Appl. Phys.* **82**, 10, 1(1997).
- [3] P.P. Altermatt, J. Schmidt, G. Heiser, A.G. Aberle. *J. Appl. Phys.* **82**, 4938 (1997).
- [4] R. Corkish, D. S.-P. Chan, M.A. Green. *Appl. Phys.* **79**, 1, 195 (1996).
- [5] I.G. Atabaev, N.A. Matchanov et. al. *Proc. Int. Conf. on Quantum Complexities in Condensed Matter. Bukhara, Uzbekistan* (2003). P. 17.
- [6] М.М. Колгун. *Солнечные элементы. Наука, М.* (1987). С. 66.
- [7] T. Someya, H. Akiyama, H. Sakaki. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 16, 2965 (1996).
- [8] M.Z. Maiale, M.H. Degani. *Semicond. Sci. Technol.* **16**, 982 (2001).
- [9] А.Н. Резницкий, А.В. Корниевский, А.А. Кисилев, А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, С.Ю. Вербин, Л.Н. Тенишев, H. Gerlach, M. Hetterich, M. Grun, C. Klingshirn. *ФТТ* **40**, 5, 900 (1998).
- [10] K. Zeeger. *Semiconductor physics. Springer-Verlag, Wien* (1973).
- [11] J. Singh, P.T. Landsberg. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **9**, 3627 (1976).
- [12] M. Trlifaj. *Czech. J. Phys. B* **15**, 780 (1965).
- [13] M. Trlifaj. *Czech. J. Phys. B* **14**, 227 (1964).
- [14] A.P. Gorban et al. *Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics* **3**, 3, 322 (2000).