

Возможно ли получение больших концентраций носителей в полупроводнике для наблюдения бозе-конденсата при комнатной температуре?

А.Н.Ораевский

Обсуждаются эксперименты, позволяющие получить высокие концентрации носителей ($5 \times 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$) в полупроводнике с помощью фемтосекундных импульсов излучения. При таких концентрациях ожидается образование бозе-конденсата электронно-дырочной плазмы при комнатной температуре, сопровождающееся явлением сверхизлучения. Определена минимальная (пороговая) энергия, которая должна быть поглощена в элементарном акте для получения заданной концентрации свободных носителей. При значительной концентрации носителей в зоне проводимости арсенида галлия могут возникать носители с разным знаком массы, а следовательно, возможно эффективное кулоновское притяжение между носителями одной зоны, что нужно учитывать при образовании коррелированного состояния носителей.

Ключевые слова: лазер, когерентное излучение, сверхизлучение, коррелированное состояние, бозе-конденсат, полупроводник.

Исследования излучения сильно перевозбужденного инжекционного лазера [1–4] выявили ряд нетривиальных особенностей. Наиболее существенная из них состоит в том, что спектр испускаемого лазером излучения сдвинут в сторону более длинных волн по сравнению со спектром генерации нормально возбужденного лазера. Этот и ряд других фактов, подробно описанных в упомянутых выше работах, привели их автора к предположению о возникновении в достаточно сильно возбужденном полупроводнике бозе-конденсата $e - h$ -пар [3, 4]. При больших концентрациях носителей (свыше 10^{18} см^{-3}) исчезает понятие экситона, т. к. среднее расстояние между частицами становится меньше его радиуса. Но это обстоятельство не мешает образованию коррелированного состояния электронно-дырочной плазмы, которое по своей природе подобно коррелированному состоянию носителей в сверхпроводящем бозе-конденсате. Ведь сверхпроводящее состояние называют бозе-конденсатом куперовских пар весьма условно: среднее расстояние между электронами в этом состоянии заметно меньше радиуса куперовской пары. Возникновение так называемых экситонных капель в полупроводнике [5] тоже не препятствует существованию коррелированного состояния электронно-дырочной плазмы.

Физика возникновения коррелированного состояния за счет кулоновского взаимодействия исследовалась Келдышем и Копаевым [6, 7]. Используя их результаты, можно показать, что при комнатной температуре и концентрации носителей, близкой к 10^{19} см^{-3} , в электронно-дырочной плазме арсенида галлия возможно возникновение коррелированного состояния типа БКШ с участием легких дырок (тяжелые дырки требуют большей концентрации). Измеренная в работах [3, 4] концентрация носи-

телей не превышала $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что, по нашим оценкам, находится на грани образования коррелированного состояния. Поэтому интересно провести эксперименты с концентрацией носителей, заметно превышающей достигнутую Васильевым [1–4]. Для этого следует использовать однородные нелегированные полупроводниковые образцы, возбуждая которые фемтосекундными импульсами излучения, можно попытаться получить концентрацию носителей, большую, чем $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (например, 10^{20} см^{-3}). Попробуем понять, реально ли это.

Энергия лазерного фемтосекундного импульса, необходимая для достижения поставленной цели, зависит от площади фокусировки лазерного луча на поверхность образца. Если луч сфокусировать в пятно с площадью порядка 10^{-6} см^2 и обеспечить глубину проникновения порядка 10^{-3} см , что возможно в области двухфотонных переходов [8], то требуемая энергия лазерного импульса составит

$$W \approx 10^{-9} nE, \quad (1)$$

где n – требуемая концентрация носителей, а E – энергия, поглощаемая носителями в элементарном акте возбуждения. В случае $n \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $E \approx 2.5 \text{ эВ}$ получим $W \approx (2 - 4) \times 10^{-8} \text{ Дж}$. Такая энергия вполне достижима в современном эксперименте. Плотность энергии, падающей на поверхность, составит $(2 - 4) \times 10^{-2} \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, что заметно меньше порога разрушения поверхности образца лазерным лучом [9].

Энергия и температура носителей. Если концентрация носителей больше, чем 10^{17} см^{-3} , время установления квазиравновесного распределения не превысит 10^{-13} с [10]. Поэтому при возбуждении носителей импульсами длительностью порядка 10^{-13} с распределение можно считать квазиравновесным. В таком случае концентрация носителей в зоне проводимости должна определяться интегрированием квазиравновесного распределения Ферми по энергии:

А.Н.Ораевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский проспект, 53;
e-mail: oraevsky@sci.lebedev.ru

$$\frac{n}{n_0} = \theta^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\xi} d\xi}{\exp(\xi - \tilde{\mu}) + 1}, \quad n_0 = 4\pi 2\sqrt{2} \frac{(kT_0 m_e)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3},$$

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu}{kT}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad (2)$$

где μ – химический потенциал возбуждения носителей; m_e – масса носителей в зоне проводимости. Нормировочную температуру T_0 удобно в дальнейшем выбрать равной исходной температуре решетки.

Обозначим через E_c энергию, приобретаемую носителем зоны проводимости в элементарном акте поглощения. Тогда

$$\frac{E_c}{kT_0} \frac{n}{n_0} = \theta^{5/2} \int_0^\infty \frac{\xi \sqrt{\xi} d\xi}{\exp(\xi - \tilde{\mu}) + 1}. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) следует, что

$$\frac{E_c}{kT_0} = \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} \frac{G(\tilde{\mu})}{[F(\tilde{\mu})]^{5/2}}, \quad G(\tilde{\mu}) = \int_0^\infty \frac{\xi \sqrt{\xi} d\xi}{\exp(\xi - \tilde{\mu}) + 1},$$

$$F(\tilde{\mu}) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{\xi} d\xi}{\exp(\xi - \tilde{\mu}) + 1}. \quad (4)$$

Функция $G(\tilde{\mu})/[F(\tilde{\mu})]^{5/2}$ убывает с ростом $\tilde{\mu}$, стремясь к горизонтальной асимптоте 0.786. Это означает, что

$$\frac{E_c}{kT_0} \geq 0.786 \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3}. \quad (5)$$

Формула (5) определяет минимальную (пороговую) энергию, которая должна быть поглощена в элементарном акте каждым носителем для получения заданного значения их концентрации. Для арсенида галлия $m_e = 0.067m_0$ [11], $n_0 = 4.91 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (m_0 – масса свободного электрона). Согласно (5), при $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ значение E_c для GaAs не может быть меньше ~ 0.7 эВ.

Чтобы определить длину волны возбуждающего излучения, нужно вычислить E_v – энергию, приобретаемую дырками в элементарном акте поглощения. В силу закона сохранения импульса при образовании пары за счет поглощения электромагнитного излучения $E_v = E_c(m_e/m_h)$, где m_h – масса носителей в валентной зоне. Для легких дырок ($m_h = 0.09m_0$ [11]) $E_v = 0.74E_c$; для тяжелых дырок ($m_h = 0.5m_0$ [11]) $E_v = 0.13E_c$. Энергия электромагнитного излучения, поглощаемая в элементарном акте, $E = E_v + E_c + E_g$, где E_g – энергия запрещенной зоны (для GaAs $E_g = 1.43$ эВ [11]). Значит, в случае двухфотонного возбуждения с образованием тяжелых дырок длина волны лазерного излучения должна быть около 1 мкм.

Предельная концентрация носителей (концентрация прозрачности). Химический потенциал возбуждаемых носителей в зоне проводимости μ не может превышать E_c , т. к. при $\mu = E_c$ коэффициент поглощения обращается в нуль [12]. Это обстоятельство определяет предельную концентрацию носителей, которая может быть создана с помощью лазерного импульса. Она же часто называется концентрацией прозрачности n_t . Чтобы определить ее, заметим, что, согласно формулам (2) и (3),

$$\frac{E_c}{kT} = \frac{G(\tilde{\mu})}{F(\tilde{\mu})}. \quad (6)$$

Уравнение (6) при $\mu = E_c$ имеет решение

$$\frac{E_c}{kT} = 2.336. \quad (7)$$

Из (7) и (2) следует, что предельная концентрация определяется формулой

$$\frac{n_t}{n_0} = 0.829 \left(\frac{E_c}{kT_0}\right)^{3/2}. \quad (8)$$

Если положить $E_c \approx 0.7$ эВ, то $n_t \approx 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Температура носителей в зоне проводимости, соответствующая химическому потенциалу ~ 0.7 эВ, равна примерно 5000 К. Температура тяжелых дырок составит всего несколько сотен градусов, т. к. их масса почти на порядок больше массы носителей в зоне проводимости. Электроны и дырки должны быстро прийти в состояние температурного равновесия.

Реально достижимая концентрация. Предельная концентрация n_t достижима лишь при бесконечно интенсивном лазерном импульсе. В реальном случае нужно учесть конечное значение интенсивности, а также релаксационные процессы: спонтанное испускание, оже-рекомбинацию и поверхностную рекомбинацию носителей. При глубине возбуждения, заметно большей длины диффузии за время импульса, поверхностной рекомбинацией можно пренебречь. Тогда уравнение баланса для концентрации носителей имеет следующий вид:

$$\frac{dn}{dt} = \begin{cases} g(n, n_t)I - B(n) - Cn^3, \\ \beta(n, n_t)I^2 - B(n) - Cn^3, \end{cases} \quad (9)$$

где $g(n, n_t)$ и $\beta(n, n_t)$ – коэффициенты однофотонного и двухфотонного поглощения, зависящие как от концентрации носителей n , так и от концентрации прозрачности n_t ; $g(n, n_t) = \beta(n, n_t) = 0$; $B(n)$ – скорость спонтанной рекомбинации носителей; C – константа Оже; I – интенсивность лазерного излучения. Для GaAs $C \approx 7 \times 10^{-31} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^6$ [13]. При значительном вырождении скорость спонтанной рекомбинации $B(n)$ пропорциональна концентрации: $B(n) \approx (1/\tau_s)n$. Для GaAs $1/\tau_s \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$ [12]. Коэффициент однофотонного поглощения в GaAs составляет порядка 10^5 см^{-1} [10], а двухфотонного – около $0.05 \text{ см} \cdot \text{МВт}^{-1}$ [8]. При плотности энергии импульса $(2-4) \times 10^{-2} \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ и длительности импульса 10^{-13} с члены $g(n, n_t)I$ и $\beta(n, n_t)I^2$ в уравнении (9) оказываются доминирующими, так что в течение возбуждающего импульса процессы релаксации не играют существенной роли.

После окончания лазерного импульса в течение нескольких пикосекунд [10] ансамбль носителей будет остывать до температуры решетки, нагревая ее. Нагрев решетки будет незначительным, т. к. ее теплоемкость на три порядка больше теплоемкости ансамбля электронов и дырок. Остывание носителей сопровождается спонтанным излучением фотонов и оже-рекомбинацией. При начальной концентрации, близкой к 10^{20} см^{-3} , оже-рекомбинация вносит больший вклад, чем спонтанная рекомбинация. Но даже в результате оже-процесса концентрация носителей уменьшится менее чем на 10 % от начальной. Поэтому в конечной стадии остывания можно ожидать мощного всплеска излучения (сверхизлучения), вызванного формированием коррелированного состояния

носителей. Заметим, что учет концентрационного изменения ширины запрещенной зоны не вносит существенных поправок в вышеприведенные оценки.

Таким образом, получение концентрации носителей в нелегированном полупроводнике порядка 10^{20} см^{-3} представляется вполне реальным. Кстати сказать, концентрация, большая 10^{19} см^{-3} , возникала в опытах по стриммерным лазерам [14]. Тем не менее, ввиду сложной структуры подзон в арсениде галлия вышеприведенные расчеты следует принимать как оценочные. При достаточно больших концентрациях в зоне проводимости могут возникать свободные носители; часть из них будет иметь отрицательную массу. Между частицами одной и той же зоны, но с массой разного знака будет возникать эффективное притяжение, что внесет свой вклад в формирование коррелированного состояния [15]. Возможно, этот механизм играет определенную роль и в опытах Васильева, т. к. в области изменения знака массы последняя близка к нулю и для образования коррелированного состояния требуются небольшие концентрации носителей.

Представляют интерес опыты при пониженной начальной температуре решетки, например при температуре жидкого азота или близкой к ней. Важно заметить, что пороговое значение энергии, поглощаемой в элементарном акте, не меняется при изменении начальной температуры решетки.

Не исключено применение лазерных импульсов пикосекундной длительности. Но тогда в процессе возбуждения существенную роль будет играть охлаждение носителей при их взаимодействии с решеткой. При охлажде-

нии будет возникать значительное усиление на частотах, несколько меньших возбуждающей частоты, что станет препятствовать возбуждению. Этот случай требует специального анализа.

Ясно, что GaAs – не единственный материал, который можно использовать в экспериментах типа вышеописанного. Например, весьма привлекателен CdS, излучающий в видимой области спектра.

Автор признателен И.Г.Зубареву, Ю.В.Копаеву и А.Г.Молчанову за дискуссию.

1. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **24**, 885 (1997).
2. Васильев П.П. *Докт. дис.* (Москва, ФИАН, 1999).
3. Васильев П.П. *УФН*, **145**, 3 (2001).
4. Васильев П.П., Кан Х., Ота Х., Хирума Т. *ЖЭТФ*, **120** (6), 1 (2001).
5. Келдыш Л.В., Козлов А.Н. *ЖЭТФ*, **54**, 978 (1968).
6. Келдыш Л.В., Копаев Ю.В. *Физика твердого тела*, **6** (9), 2791 (1964).
7. Копаев Ю.В. *Докт. дис.* (Москва, ФИАН, 1976).
8. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Полуэктов И.А. *Квантовая электроника*, **2** (8), 1826 (1975).
9. Tien A.C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (18), 3883 (1999).
10. Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **38** (5), 1589 (1960).
11. *Арсенид галлия. Получение, свойства и применения*. Под ред. Ф.П.Кесаманлы и Д.Н.Наследова (Москва: Наука, 1973).
12. Ривлин Л.А. *Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов* (М.: Советское Радио, 1976).
13. McLean D.C., Roe M.G., D'Souza A.I., Wigen P.E. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 992 (1986).
14. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **70** (5), 1751 (1976).
15. Капаев В.В., Копаев Ю.В. *Письма в ЖЭТФ*, **68** (3), 223 (1998).