

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОЩАДИ СЕЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ИЗОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ МАГНЕТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.Н. Луцкий, А.К. Савченко

По измерениям оптического пропускания размерно-квантованных пленок V_i в квантующем магнитном поле определены площади неэкстремальных сечений изоэнергетических поверхностей с энергией, задаваемой длиной волны падающего света.

Хорошо известно, что осцилляции кинетических и термодинамических характеристик вырожденного электронного газа в массивных кристаллах в квантующем магнитном поле позволяют определить площади экстремальных сечений поверхности Ферми. Неэкстремальные сечения при этом дают вклад в монотонную часть термодинамического потенциала и определены быть не могут [1].

С помощью аналогичных измерений на размерно-квантованных пленках возможно определение неэкстремальных сечений поверхности Ферми [2].

Исследование тонких пленок в квантующем магнитном поле методом туннельной спектроскопии позволило определить площади неэкстремальных сечений не только поверхности Ферми, но и произвольной электронной изоэнергетической поверхности [3]. Энергия ϵ рассматриваемой изоэнергетической поверхности задавалась при этом напряжением смещения на туннельном переходе и ограничивалась пробоем диэлектрического зазора.

В настоящей работе предлагается способ определения неэкстремальных сечений изоэнергетических поверхностей с энергией $\epsilon > \epsilon_F$ (ϵ_F — энергия Ферми) по измерениям поглощения света размерно-квантованной пленкой в квантующем магнитном поле, направленном по нормали к поверхности пленки. Значение ϵ задается здесь энергией фотона ϵ_p , которую можно менять в широких пределах.

В рассматриваемой ситуации условие резонанса в поглощении света для межзонных переходов связывает дискретные уровни энергии электрона в зоне проводимости $\epsilon_{n, l, s}(H)$ и в валентной зоне $\epsilon'_{n', l', s'}(H)$ с энергией фотона:

$$\epsilon_p = \epsilon_{n, l, s}(H) - \epsilon'_{n', l', s'}(H), \quad (1)$$

где H — напряженность магнитного поля; n, n' — размерные, l, l' — орбитальные, s, s' — спиновые квантовые числа, связанные правилами отбора:

$$n' = n + \Delta n, \quad l' = l + \Delta l, \quad s' = s + \Delta s.$$

При этом разрешенные значения поперечной компоненты квазиимпульса электрона p_z связаны с n соотношением $|p_z| = \pi\hbar n/d$ (z — направление нормали к пленке, $n = 1, 2, 3, \dots$, d — толщина пленки).

В случае зеркальной симметрии зон (как, например, в точке L зоны Бриллюэна Vi) $\epsilon' = -\epsilon$ (энергия отсчитывается от середины запрещенной зоны) и выражение (1) принимает следующий вид (по аналогии с [2] полагаем $\Delta n = 0$):

$$\epsilon_p = \epsilon_{n,l,s}(H) + \epsilon_{n,l+\Delta l,s+\Delta s}(H) = 2\epsilon_{n,l,s}(H) + \Delta\epsilon. \quad (2)$$

Значение $\Delta\epsilon$ в (2) по порядку величины равно расстоянию между соседними уровнями Ландау. Пренебрегая $\Delta\epsilon$ по сравнению с $\epsilon_{n,l,s}$ при $l > 1$, получим:

$$\frac{\epsilon_p}{2} \approx \epsilon_{n,l,s}(H). \quad (3)$$

Последнее условие означает, что особенности в поглощении света при изменении H будут наблюдаться всякий раз, когда циклотронная орбита, характеризующаяся квантовыми числами n, l, s совпадает с изоэнергетической поверхностью $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_p/2$ (рис. 1). Используя квазиклассическое выражение для площади, ограниченной циклотронной орбитой в \mathbf{p} -пространстве [4], можно показать, что особенности в поглощении света будут периодичны по $1/H$. При этом периоды $\Delta_n(1/H)$ определяются площадью S_n сечений поверхности $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_p/2$ плоскостями $p_z = \pi\hbar n/d$:¹⁾

$$\Delta_n\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e\hbar}{c S_n}. \quad (4)$$

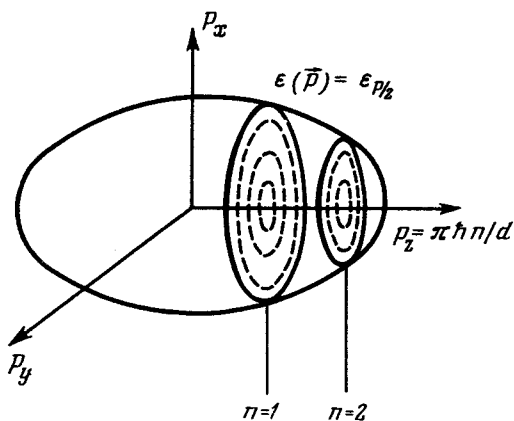


Рис. 1.

¹⁾ Следует отметить, что в случае отсутствия размерного квантования, например в массивном кристалле, предлагаемый способ позволяет определить площади экстремальных сечений изоэнергетических поверхностей с энергией $\epsilon > \epsilon_F$.

Высказанные выше соображения использовались при исследовании пропускания света монокристаллическими пленками Bi в поперечном магнитном поле $H \parallel z \parallel C_3$. Диапазон толщин составлял $500 \div 1500 \text{ \AA}$. Подвижность носителей тока в указанном диапазоне толщин составляла $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$.

Измерялась зависимость $dI/dH(H)_0$ (I — интенсивность прошедшего света в поле H до 60 кэ при $T = 4,2 \text{ К}$ в диапазоне длин волн $\lambda \approx 11 \div 17 \text{ мкм}$).

Экспериментальные зависимости $dI/dH(H)$ имели ярко выраженный осциллирующий характер; осцилляции периодичны по обратному магнитному полю. Площади сечений S_n находились по периоду наиболее интенсивной гармоники $n = 1$ зависимости $dI/dH(H)$ (рис. 2).

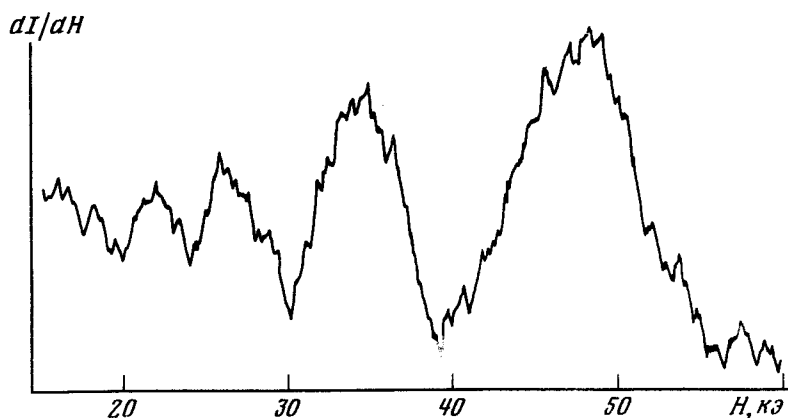


Рис. 2

На рис. 3 представлена зависимость $S(p_z)$ для двух изоэнергетических поверхностей. Полученная экспериментально зависимость $S(p_z)$ сравнивалась с теоретической кривой, следующей из двухзонной модели спектра. Сплошные линии на рис. 3 — результат расчета с параметрами

$\frac{m_z}{m_0} \beta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ мэВ/кэ}$, $\epsilon_g \beta = 11 \text{ мэВ}^2/\text{кэ}$, дающими наилучшее согласие с экспериментальными данными

$\left(\beta = \frac{e \hbar}{m_c c} ; m_c - \text{циклотронная} \right)$

эффективная масса, m_z — эффективная масса в z -направлении на дне зоны проводимости; m_0 — масса свободного электрона; ϵ_g — ширина запрещенной зоны).

Параметры электронного энергетического спектра определялись также из сопоставления положения H_i наблюдаемых особенностей оптического пропускания с соответствующим теоретическим выражением, следующим из двухзонной модели электронного спектра [5] с учетом размерного квантования и правил отбора, полученных в [5]. Способ обработки экспериментальных результатов, аналогичный использованному при анализе спектров магнетоотражения массивного Bi [6], дает следующие значения параметров модели: $\epsilon_g \approx 20 \text{ мэВ}$ и $\epsilon_g \beta \approx$

$\approx 11 \text{ мэВ}^2/\text{кэ}$. Магнетооптические измерения в условиях квантового размерного эффекта дают, кроме того, возможность определения (по зависимости $H_i(d)$) параметра m_z ($m_z \approx 0,004m_0$).

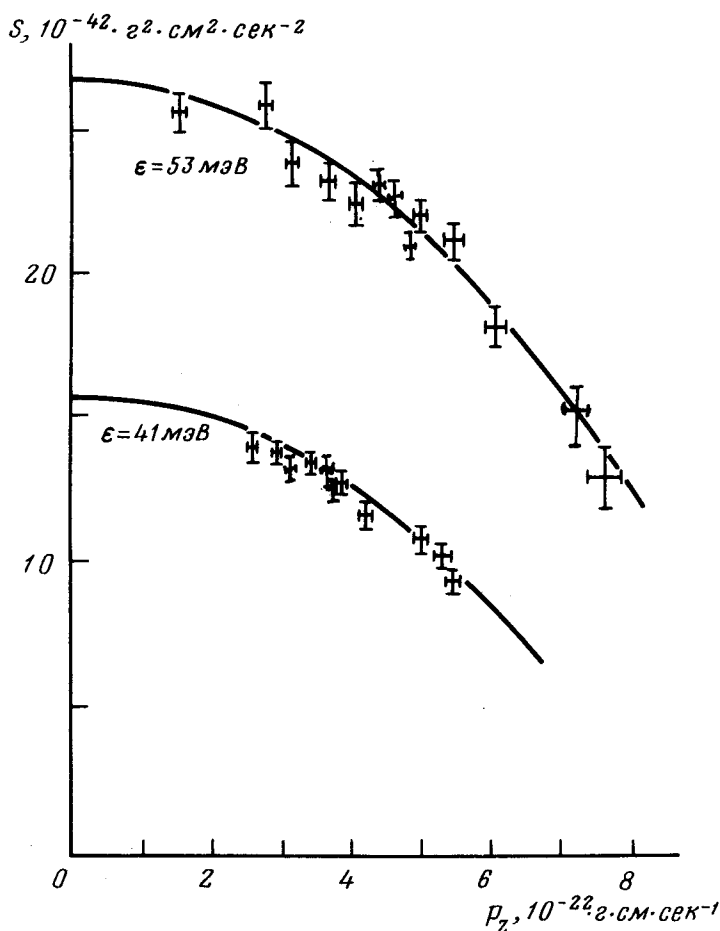


Рис.3

Можно показать также, что экстраполяция зависимостей $\epsilon_p(H_i)$ к $H = 0$ дает возможность нахождения зависимости $\epsilon(p_z) - \epsilon'(p_z)$ без использования априорных моделей спектра.

Таким образом, магнетооптические измерения в условиях квантового размерного эффекта позволяют определить площади неэкстремальных сечений электронных изознергетических поверхностей с $\epsilon > \epsilon_F$, а также определить параметры, характеризующие закон дисперсии электронов.

Авторы признательны Т.Н. Пинскер за обсуждение работы.

Литература

- [1] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов, М., изд. Наука, 1971.
 - [2] В.Н.Луцкий, Е.П.Фесенко. ФТТ, 10, 3661, 1968; Е.П.Фесенко, В.Н.Луцкий. ФТТ, 12, 2392, 1970.
 - [3] Н.Е.Никитин, В.Н.Луцкий, Т.Н.Пинскер, М.И.Елинсон. Письма в ЖЭТФ, 24, 430, 1976.
 - [4] Л.А.Фальковский. ЖЭТФ, 49, 609, 1965.
 - [5] P.A.Wolff. J. Phys. Chem. Solids, 25, 1057, 1964.
 - [6] M.Maltz, M.S.Dresselhaus. Phys. Rev., B2, 2877, 1970.
-