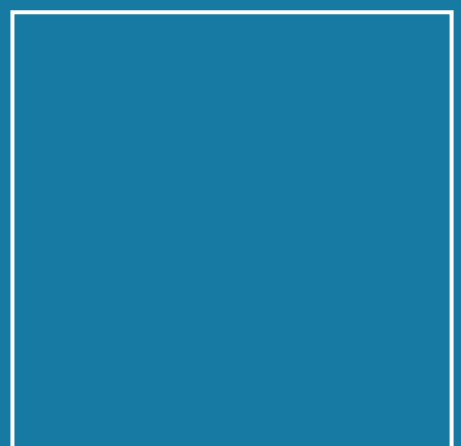
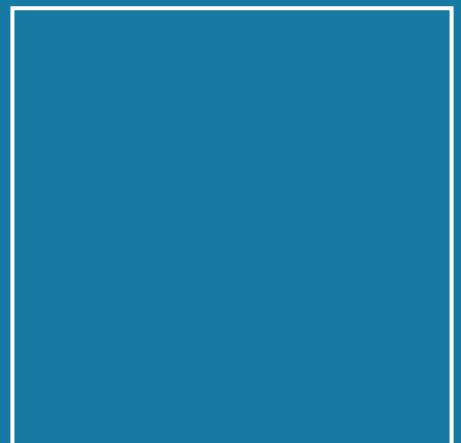




Dissertation

Lars Freise

Einzelelektronenschaltungen mit ballistischen heißen Elektronen



ISSN 0341-6674
ISBN 978-3-95606-620-7

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Elektrizität

PTB-E-119

Braunschweig, August 2021

Lars Freise

**Einzelelektronenschaltungen mit
ballistischen heißen Elektronen**

ISSN 0341-6674

ISBN 978-3-95606-620-7

Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100

38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21

Telefax: (05 31) 592-92 92

www.ptb.de

Einzelelektronenschaltungen mit ballistischen heißen Elektronen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

M.Sc. Lars Freise

2021

Referent	Prof. Dr. Rolf J. Haug
Korreferent	PD Dr. Frank Hohls
Korreferent	Prof. Dr. Christopher Bauerle
Tag der Promotion	27.07.2021

KURZZUSAMMENFASSUNG

Die Elektronen-Quantenoptik basiert im Vergleich zur photonischen Quantenoptik auf der Ausnutzung der Quantenzustände von Fermionen anstelle von Bosonen, deren unterschiedliche Teilchenstatistiken in äquivalenten Versuchsanordnungen sichtbar gemacht werden können. Die Entwicklung getakteter Elektronenquellen und deren Kombination mit Ladungsdetektoren ermöglichen die Durchführung und Beobachtung solcher Experimente auf der Skala einzelner isolierter Elektronenwellenpakete. Ein Beispiel derartiger Elektronenquellen ist die auch in der Metrologie verwendete nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpe, die auf Anregung hin einzelne heiße (d. h. energiereiche) Elektronen bereitstellt. In dieser Arbeit werden die Grundlagen für die Kombination einer solchen mit einem elektronenquantenoptischen Experiment bei Überschussenergien fernab des thermischen Gleichgewichtes gelegt, wobei einzelne ballistische (d. h. sich nahezu wechselwirkungsfrei ausbreitende) Elektronen dann mittels eines Ladungsdetektors separat nachgewiesen werden.

Dafür wird zunächst anhand einer Vielzahl von Strukturen mit unterschiedlichen Wafern und Geometrien in Abhängigkeit verschiedener Einflussgrößen der elektronische Transport bei Überschussenergien vieler Millielektronenvolt untersucht. Neben Materialeinflüssen wie Störstellen werden als für die Streuung heißer Elektronen relevante Wechselwirkungsprozesse hier vor allem Elektron-Elektron- und Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen beobachtet, die jeweils in unterschiedlichen energetischen Regimen dominieren. Es wird insbesondere die Wechselwirkung mit longitudinal optischen Phononen eingehend untersucht und eine gute Übereinstimmung zu einem anschaulichen Modell eines Elektrons in einem transversalen parabolischen Einschlusspotential festgestellt. Insgesamt wird für die in einem interferenzbasierten Experiment entscheidende Minimierung der Streuung ein optimaler Bereich von Überschussenergien heißer Elektronen in einem intermediären Regime ausgemacht.

Zunächst getrennt davon wird ein Single-Shot-Betriebsmodus für Antrieb und Auswertung getakteter Einzelelektronenschaltkreise vorgestellt, welcher aufbauend auf einer Rekonstruktion der Detektorkennlinie die vollständige Zählstatistik eines Transportexperimentes extrahiert. Anschließend wird dieser Modus in eine Schaltung mit Injektion heißer ballistischer Elektronen übertragen. Deren erfolgreiche Detektion bedeutet, dass ein Elektron, welches sich in einem ersten Schritt nahezu wechselwirkungsfrei durch eine Einzelelektronenschaltung bewegt, in einem zweiten Schritt zum Nachweis durch den Ladungsdetektor kontrolliert und reproduzierbar eingefangen werden kann. Abschließend wird demonstriert, wie durch Integration zweier solcher Detektorelemente in einer Schaltung bei Injektion mehrerer Elektronen die Koinzidenzkorrelationen bestimmt werden können.

Schlagerworte: Einzelelektronenpumpe, heiße Elektronen, ballistischer Transport, Ladungsdetektion, vollständige Zählstatistik

ABSTRACT

In contrast to photonic quantum optics, electron quantum optics is based on utilizing the quantum states of fermions instead of bosons, whose different particle statistics can be visualized in equivalent setups. The development of clocked electron sources and their combination with charge detectors enable performing and observing such experiments on the scale of individually isolated electron wave packets. The non-adiabatic single-electron pump, also applied in metrology, represents an example of these electron sources and provides single hot (i.e. high-energy) electrons on demand. In this work, the foundations are laid for combining a single-electron pump with electron quantum optics experiments at excess energies far from thermal equilibrium, where single ballistic (i.e. propagating almost interaction-free) electrons will be detected individually by means of a charge detector.

For this purpose, the electronic transport at excess energies of many millielectronvolts is investigated as a function of various influencing parameters on the basis of a large number of different wafers and geometries. In addition to material properties such as impurities, electron-electron and electron-LO-phonon interactions are observed here as interaction mechanisms relevant for the scattering of hot electrons, each playing a dominant role in different energetic regimes. In particular, interactions with longitudinal optical phonons are investigated in detail and good agreement to the descriptive model of an electron in a transverse parabolic confinement potential is found. Altogether, for the minimization of scattering that is crucial in an interference-based experiment, an intermediate regime is identified as the optimal regime of hot-electron excess energies.

A single-shot mode to operate and evaluate clocked single-electron circuits is presented, which based on a reconstruction of the detector characteristic extracts the full counting statistics of a transport experiment. Subsequently, this operating mode is transferred into a circuit with injection of hot ballistic electrons. Their successful detection means that an electron, which in a first step propagates through a single-electron circuit almost free of interactions, can in a second step be captured for detection by a charge detector in a controlled and reproducible manner. Finally, by integrating two of these detector elements into a single circuit, evaluation of coincidence correlations is demonstrated in a circuit where multiple electrons are injected.

Keywords: single electron pump, hot electrons, ballistic transport, charge detection, full counting statistics

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	5
2.1	Niederdimensionale Elektronensysteme	5
2.1.1	Zweidimensionales Elektronengas	6
2.1.2	Landau-Quantisierung	7
2.2	Quantenpunktkontakte	9
2.3	Quantenpunkte	9
2.3.1	Einteilchen- und Ladeenergien	10
2.3.2	Coulomb-Blockade	11
2.4	Quantisierte Einzelelektronenquellen	13
2.4.1	Nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpen	14
2.4.2	Modellierung der nicht-adiabatischen Entkopplung	16
2.5	Elektronischer Transport im Magnetfeld	18
2.5.1	Elektron-Elektron-Wechselwirkungen	20
2.5.2	Elektron-Phonon-Wechselwirkungen	21
2.5.3	LO-Phonon-Emission	23
2.5.3.1	Modellierung	23
2.5.3.2	Direkte und indirekte Emission	26
2.5.3.3	Parameterabhängigkeiten	28
3	EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN	31
3.1	Experimenteller Aufbau	31
3.1.1	Kryostat-System	31
3.1.2	Probenaufnahme	34
3.1.3	Aufbau des Gesamtsystems	36
3.1.4	Proben	39
3.2	Charakterisierungsverfahren	40
3.2.1	Einzelne Barriere	40
3.2.2	Quantenpunkte	42
3.2.3	Einzelelektronenpumpen	45
3.2.4	Magnetotransportmessungen	48
3.3	Zusammenfassung	51
4	ELEKTRONISCHER TRANSPORT BEI ÜBERSCHUSSENERGIEN	53
4.1	Versuchsanordnung	54
4.2	Auswertungsmethodik	58
4.2.1	Stufenextraktion	59
4.2.2	Sortieralgorithmus	61
4.3	Energieabhängigkeit von Streuprozessen	64
4.3.1	Elektron-Elektron-Streuung	66
4.3.2	Elektron-Phonon-Streuung	69

4.4	Längenabhängigkeit der LO-Phonon-Emission	75
4.5	Manipulation von Streuquerschnitten	78
4.5.1	Manipulation durch aufliegende Elektrode	79
4.5.2	Laterale Manipulation	82
4.6	Magnetfeldabhängigkeit der LO-Phonon-Emission	85
4.7	Probenabhängigkeit von Streuprozessen	90
4.8	Zusammenfassung	96
5	LADUNGSDETEKTION AN GETAKTETEN EINZELELEKTRONENQUELLEN	99
5.1	Ladungsdetektion	99
5.2	Single-Shot-Methodik	101
5.3	Rekonstruktion der Detektorcharakteristik	104
5.4	Fehlermechanismen der Auswertung	109
5.5	Charakterisierung des SEP-Transportregimes	111
5.6	Zusammenfassung	115
6	EINFANG BALLISTISCHER ELEKTRONEN	117
6.1	Experimentelles Konzept	119
6.2	Vorcharakterisierung der Probencharakteristik	122
6.3	Auswirkung der Inselbildung auf Wechselwirkungen	124
6.3.1	Elektrostatische Definition der Detektorinsel	124
6.3.2	Erhöhte Emissionsenergie	128
6.3.3	Zwischenfazit	133
6.4	Single-Shot-Nachweis eingefangener Elektronen	133
6.5	Energetische Tomografie von Wellenpaketen	135
6.5.1	Kalibration der Emissionsenergien	137
6.5.2	Energieabhängigkeit des Einfangs	139
6.5.3	Zusätzliche Anregungen	141
6.6	Einfangwahrscheinlichkeit	144
6.7	Manipulation des Streuverhaltens	149
6.7.1	Einfluss einer lateralen Elektrode	149
6.7.2	Abhängigkeit von der Besetzung der Detektorinsel	150
6.8	Temporale Tomografie von Wellenpaketen	156
6.8.1	Einlaufende Wellenpakete	156
6.8.2	Transmittierte Wellenpakete	159
6.8.3	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen	160
6.9	Zusammenfassung	161
7	AUSBLICK: MEHRELEKTRONEN-KOINZIDENZKORRELATIONEN	163
7.1	Korrelierte Zählstatistik	163
7.2	Partitionierung zweier Elektronen	166
7.3	Folgeexperiment	170
8	ZUSAMMENFASSUNG	171
A	ANHANG	175
A.1	Steuerung von Single-Shot-Messungen	175

LITERATUR 177

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

2DEG	zweidimensionales Elektronengas
AC	Wechselspannung
AWG	Arbiträrgenerator
CB	Coulomb-Blockade
CIM	Modell konstanter Wechselwirkungen
CPW	koplanarer Wellenleiter
DAC	Digital-Analog-Wandler
DC	Gleichspannung
DMM	Digitalmultimeter
EQO	Elektronen-Quantenoptik
FWHM	Halbwertsbreite
GaAs	Galliumarsenid
GaAs/AlGaAs	Galliumarsenid-Aluminiumgalliumarsenid
GCPW	massebezogener koplanarer Wellenleiter
HBT	Hanbury Brown-Twiss
HF	Hochfrequenz
HOM	Hong-Ou-Mandel
LA	longitudinal akustisch
LADP	LA Phonon, Deformationspotential-Kopplung
LAPZ	LA Phonon, piezoelektrische Kopplung
LO	longitudinal optisch
MBE	Molekularstrahlepitaxie
MC	Monte-Carlo
PCB	Leiterplatte
QD	Quantenpunkt
QHE	Quanten-Hall-Effekt
QPC	Quantenpunktkontakt
REM	Rasterelektronenmikroskop
SAW	akustische Oberflächenwelle
SdH	Shubnikov-de Haas
SEP	Einzelelektronenpumpe
SET	Einzelelektronentransistor
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis

TA	transversal akustisch
TAPZ	TA Phonon, piezoelektrische Kopplung
TO	transversal optisch
VDP	Van-der-Pauw

SYMBOLVERZEICHNIS

A	Fit-Amplitude
\mathbf{A}	Vektorpotential
B	magnetische Flussdichte
C	Kapazität
C_{Σ}	Gesamtkapazität eines Quantenpunktes
D	Zustandsdichte
E	Energie
E_C	Ladeenergie
E_F	Fermi-Energie
E_L	Leitungsbandenergie
E_{Offs}	Energieoffset
E_i	Barrierehöhe der Barriere G_i
G	Leitwert
G_0	Leitwertquantum
G_{Dn}	n -te Detektionsbarriere
G_{I1}	Eingangsbarriere der Detektorinsel
G_{I2}	Ausgangsbarriere der Detektorinsel
G_L	laterale Modulationselektrode
G_M	Modulationselektrode
G_{P1}	SEP-Eingangsbarriere
G_{P2}	SEP-Ausgangsbarriere
G_{P3}	Zusatzelektrode SEP
G_S	Strahlteilerbarriere
H	Hamiltonoperator
I	elektrische Stromstärke
I_0	injizierter Strom
I_{\blacktriangleright}	Teilstrom ungestreuter Elektronen

I_{\triangleright}	Teilstrom gestreuter Elektronen
I_{Det}	Detektorstrom
I_{R}	reflektierter Strom
I_{T}	transmittierter Strom
K	Agresti-Coull Konfidenzintervall
M	Matrixelement
N	Anzahl Niveaus
N	Häufigkeit eines Ereignisses
N_n	Anzahl von Ereignissen mit Detektion von n Elektronen
O	Fit-Offset
$P_{\text{LO}}^{(m)}$	Wahrscheinlichkeit der Emission von m LO Phononen
$P_{\text{LO}}^{(0)}$	LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit, $= P_{\text{LO}}^{(0)}$
$P_{\text{S}}^{(m)}$	Überlebenswahrscheinlichkeit nach Emission von m LO Phononen
P_{S}	Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen, $= P_{\text{S}}^{(0)}$
P_{T}	Transmissionswahrscheinlichkeit
$P_{m,n}$	Wahrscheinlichkeit in zwei Detektorelementen m und n Elektronen vorzufinden
P_n	Wahrscheinlichkeit von n Elektronen
R	elektrischer Widerstand
R_{K}	Von-Klitzing-Konstante, $R_{\text{K}} = h/e^2$
R_{xx}	Längswiderstand
R_{xx}^0	R_{xx} bei $B = 0$ T
R_{xy}	Quer-/Hall-Widerstand
S	Abstand zwischen koplanarem Signalleiter und Masse
S	Fit-Schrittweite
T	Temperatur
T_n	Gesamtzahl an Ereignissen im Gültigkeitsbereich der n -Elektronen-Evaluation
$U(\mathbf{r})$	potentielle Energie
V	Probenvolumen
V	Spannung
V_i	Spannung an Elektrode G_i bzw. Kontakt i
$V(z)$	Einschlusspotential in z -Richtung
W	Breite einer koplanaren Signalleitung
Z	Anzahl an Wiederholungen

a	vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion
$a_{\mathbf{q}}$	Vernichtungsoperator zu $a_{-\mathbf{q}}^{\dagger}$
$a_{-\mathbf{q}}^{\dagger}$	Erzeugungsoperator eines LO Phonons mit Wellenvektor \mathbf{q}
b_{H}	Breite eines Hall-Bars
$\tilde{c}_{\mathbf{k}}$	Vernichtungsoperator zu $\tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger}$
$\tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger}$	Erzeugungsoperator eines ebene-Welle-Elektrons mit Wellenvektor \mathbf{k}
e	Elementarladung
f	Frequenz
f_{G}	Grenzfrequenz
f_{P}	Antriebsfrequenz der SEP
f_{R}	Repetitionsrate des Single-Shot-Zyklus
f_{T}	Fermi-Dirac-Verteilung
g	Landé-Faktor
h	Plancksches Wirkungsquantum
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
k	Wellenzahl
k_{B}	Boltzmann-Konstante
k_{F}	Fermi-Wellenzahl
\mathbf{k}	Wellenvektor
l	Länge
l_{H}	Abstand zweier nebeneinander liegender Kontakte eines Hall-Bars
l_{Ω}	char. Breite der transversalen Wellenfunktion
m	Anzahl in zweitem Detektor detektierter Elektronen
m	Anzahl emittierter Phononen
m_{e}	Elektronenmasse
m_{e}^*	effektive Elektronenmasse
n	Anzahl von Elektronen
n	Quantenzahl
n_{L}	Entartungsgrad eines Landau-Niveaus
n_{e}	Ladungsträgerdichte
p	Impuls
\mathbf{p}	Impulsvektor
q_{TF}	Thomas-Fermi Wellenzahl
\mathbf{q}	Wellenvektor
r	Radius

r_P	Pearson-Korrelationskoeffizient
r_S	Spearman-Rangkorrelationskoeffizient
\mathbf{r}	Ortsvektor
s	Spinquantenzahl
t	Dauer
v	Ausbreitungsgeschwindigkeit
x	x-Koordinate
y	y-Koordinate
y_G	Mittelpunkt der transversalen Wellenfunktion
z	z-Koordinate
Γ	Transferrate
Γ_c	Maß für Quantenfluktuationen
Γ_n	Tunnelrate eines Zustands n
ΔQ	Änderung der elektrischen Ladung
Δ_{ptb}	Energieskala zur Beschreibung der Kopplung zw. Anhebungen von Barriere und SEP-Energieniveaus
Θ	Heaviside-Funktion
Ω	effektive Einschussfrequenz
α	Transferkoeffizient
α_H	Hebelarm
α_K	Kopplungskonstante
β_i	Verhältnis $\beta_i = \Delta V_{\text{Drain}} / \Delta V_i $ zwischen Änderung von V_{Drain} und Barriere G_i
δ	δ -Funktion
δE	energetische Breite eines Elektronenwellenpaketes
δ_G	rel. Verschiebung der Wellenfunktion-Mittelpunkte
δt	Länge eines Elektronenwellenpaketes
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
ϵ_r	relative Permittivität
ε	Energieverteilung von Elektronenwellenpaketen
η	Effizienz (eines Schaltungselementes)
$\eta_{\text{Detektion}}$	Effizienz des Nachweises eingefangener Elektronen
η_{Einfang}	Effizienz des Elektronen-Einfang-Prozesses bzw. Streuwahrscheinlichkeit
$\eta_{\text{Schaltung}}$	kombinierte Effizienz der vollständigen Schaltung
η_{SEP}	Genauigkeit der Einzelelektronenquelle
$\eta_{\text{Wellenleiter}}$	Effizienz des Transports durch den Wellenleiter bzw. $1 - \text{Streuwahrscheinlichkeit}$
κ	Formfaktor

λ	charakteristische Streulänge
λ_{Insel}	char. Streulänge auf der Detektorinsel
$\lambda_{\text{Wellenleiter}}$	char. Streulänge innerhalb des Wellenleiters
μ	Erwartungswert
μ	elektrochemisches Potential
μ_{B}	Bohrsches Magneton
μ_{e}	Ladungsträgerbeweglichkeit
ν	Füllfaktor
σ	Standardabweichung
τ	zeitliche Verschiebung
τ_{S}	Transmissionswahrscheinlichkeit der Barriere G_{S}
τ_{SEP}	charakteristische Zeitskala der Entkopplung einer SEP von der Zuleitung
τ_{ee}	Quasiteilchen-Lebensdauer
τ_{q}	Quantenstreuzeit
τ_{t}	Transportstreuzeit
χ	thermischer Dämpfungsfaktor
$\psi(\mathbf{r})$	Wellenfunktion
ω	Kreisfrequenz
ω_{LO}	Frequenz eines LO Phonons
ω_{c}	Zyklotronfrequenz
ω_{x}	Kreisfrequenz des longitudinalen Einschlusspotentials
ω_{y}	Kreisfrequenz des transversalen Einschlusspotentials
∇	Nabla-Operator

EINLEITUNG

Der Themenkomplex der Quantenoptik umfasst ein breites Spektrum optischer Experimente, deren Beobachtungen sich nicht mehr mittels klassischer Physik erklären lassen, sondern die Berücksichtigung der Quantisierung des Lichtes in einzelne Photonen erfordern. Ausgehend vom Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts, an dem die Quantenoptik unter anderem in Arbeiten von Max Planck und Albert Einstein ihren Ursprung hat, hat sich bis heute ein bedeutsames Forschungsfeld etabliert, in welchem aktuell insbesondere auch im Hinblick auf die Quanteninformationsverarbeitung geforscht wird.

Eine anschauliche Ausprägung von Quanteneffekten besteht im Auftreten von Interferenzen. Meilensteine derer Erforschung sind zum Beispiel das Hanbury Brown-Twiss (HBT)-Interferometer [1], in dem die Kreuzkorrelationsfunktion an den zwei Ausgängen eines Strahlteilers bestimmt wird, sowie das Hong-Ou-Mandel (HOM)-Interferometer [2], welches den Nachweis der Ununterscheidbarkeit von Photonen ermöglicht. Diese beiden bereits 1956 und 1987 veröffentlichten Experimente haben auch heute noch eine hohe Relevanz, da sie gemeinsam zur Beurteilung der Qualität der stetig an Bedeutung gewinnenden Einzelphotonenquellen herangezogen werden können [3]. Der Übergang von kontinuierlichen hin zu Einzelphotonenquellen und -detektoren [4, 5] stellt dabei eine durch die Quanteninformationsverarbeitung angetriebene Entwicklung der vergangenen etwa 30 Jahre dar, innerhalb derer effiziente Verfahren für Erzeugung und Nachweis einzelner Photonen insbesondere auch für Verfahren des Quantenschlüsselaustausches bedeutsam sind [5].

Parallelen zu diesen quantenoptischen Entwicklungen existieren auch in der Festkörperphysik. Dabei stehen als Quanten Elektronen anstelle von Photonen im Zentrum der Experimente, entsprechend wird dieses Feld als Elektronen-Quantenoptik (EQO) bezeichnet. Innerhalb dessen konnten zum Beispiel bereits elektronische Äquivalente zu den vorgenannten HBT- [6, 7] und HOM-Interferometern [8] demonstriert werden. Der Reiz der Wiederholung dieser Experimente in elektronischen Systemen besteht darin, dass infolge der Fermi-Dirac-Statistik der Elektronen gegenüber der Bose-Einstein-Statistik der Photonen unterschiedliche Beobachtungen zu machen sind – wo in der bosonischen Umsetzung einer experimentellen Anordnung Bunching auftritt, das heißt Photonen gehäuft paarweise beobachtet werden, tritt in der fermionischen Variante verstärkt Antibunching auf, Elektronenpaare werden also getrennt beobachtet. Zudem ist zu berücksichtigen, dass Elektronen anders als Photonen zusätzlich über langreichweitige Coulomb-Wechselwirkungen interagieren.

Für die Durchführbarkeit von EQO-Experimenten ist zunächst der kohärente Transport von Elektronen innerhalb eines Halbleitermaterials erforderlich und damit der verlustarme elektronische Transport eine Mindestvoraussetzung. Dieser wurde zugänglich als Folge vielfältiger Untersuchungen von Streuprozessen in den vergangenen Jahrzehnten und der parallel fortschreitenden Optimierung der Herstellungsbedingungen von Halbleitermaterialien, welche insbesondere auch das Wachstum hochwertiger zweidimensionaler Elektronensysteme ermöglichte.

Wurden die ersten elektronischen Quantenoptik-Experimente noch mit kontinuierlichen Elektronenquellen realisiert, ist – vergleichbar der optischen Entwicklungen – in der jüngeren Vergangenheit das Feld der *Einzelelektronen*-Quantenoptik entstanden [9–12], in dem getaktete Quellen einzelne Elektronen mit zeitlicher Kontrolle injizieren. Es sind inzwischen eine Auswahl derartiger Einzelelektronenquellen bekannt, zu denen mesoskopische Kondensatoren [13], die Injektion von Levitonen [14], die Kombination von Quantenpunkten mit akustischen Oberflächenwellen [15, 16] und nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpen [17] gehören. Die letztgenannten Einzelelektronenpumpen werden vor allem auch in der Metrologie erforscht und sollen als quantisierte Stromquellen direkt die SI-Basiseinheit der elektrischen Stromstärke, das Ampere, abbilden [18, 19]. Die Überschussenergien hieraus emittierter „heißer“ Elektronen liegen dabei typischerweise um einige zehn Millielektronenvolt oberhalb der Fermi-Energie und unterscheiden sich damit von den übrigen Einzelelektronenquellen, deren „kalte“ Emissionsenergien deutlich geringer ausfallen. Auch in diesem hochenergetischen Regime werden Streuprozesse bereits seit längerem ausführlich untersucht [20], die Transportphysik heißer Elektronen ist jedoch auch heute noch ein aktueller Gegenstand der Forschung [21–26].

Existiert eine geeignete Einzelelektronenquelle und ist bei deren Emissionsenergien ein verlustarmer und zielgerichteter Transport der Elektronen möglich, ist zur Durchführung eines EQO-Experimentes zusätzlich ein zur Erfassung des Transportergebnisses geeignetes Messverfahren erforderlich. Am einfachsten zugänglich sind hierfür Strom- und Rauschmessungen, die in den meisten der bisherigen getakteten EQO-Schaltungen ausgenutzt werden, zum Beispiel bei Verwendung mesoskopischer Kondensatoren [27], Levitonen [14] oder Einzelelektronenpumpen [28, 29]. Ein alternativer Ansatz besteht in der Integration eines Ladungsdetektors, mithilfe dessen die vollständige Zählstatistik aufgenommen wird [30, 31] und auch höhere Momente der Wahrscheinlichkeitsverteilung zugänglich werden [32, 33]. Für getaktete Einzelelektronenschaltungen wurden solche Schaltungen bereits im EQO-Bereich bei Verwendung akustischer Oberflächenwellen [15, 16, 34] und in der Metrologie mit Einzelelektronenpumpen [35–39] demonstriert.

In dieser Arbeit werden in Kombination der vorgenannten Punkte EQO-Experimente mit heißen Elektronen und einer Auswertung mittels Ladungsdetektion entwickelt, wobei hier ein Ansatz gewählt wird, in dem das Elektron zum Nachweis eingefangen werden soll. Die Herausforderung dieser Herangehensweise besteht darin, dass innerhalb einer solchen Einzelelektronenschaltung Elektronen eingefangen werden müssen, die zuvor idealerweise

kohärent und somit wechselwirkungsfrei durch die Schaltung geleitet wurden. Der Aufbau dieser Arbeit orientiert sich dabei an der schrittweisen Einführung der Funktionalitäten und Bauelemente, die zur Entwicklung getakteter EQO-Experimente mit heißen Elektronen und in Kombination mit Ladungsdetektion erforderlich sind:

Kapitel 2 fasst zunächst die für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit zu beschreibenden Experimente erforderlichen theoretischen Grundlagen zusammen. Schwerpunktmäßig umfassen diese die bei starker Einschränkung der Bewegungsfreiheit von Elektronen relevant werdende Energiequantisierung, auf der auch Quantenpunkte und Einzelelektronenquellen aufbauen, sowie die Beschreibung für die Streuung heißer Elektronen maßgeblicher Wechselwirkungsmechanismen.

Kapitel 3 stellt grundlegende experimentelle Techniken vor, zu denen sowohl die Weiterentwicklung des kryogenen Messsystems als auch Verfahren zur Charakterisierung von Einzelelektronenschaltkreisen gehören.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem elektronischen Transport heißer Elektronen in einem starken senkrechten Magnetfeld und führt zunächst die anzuwendende Auswertungsmethodik der Rohdaten ein. Die anschließende Analyse der Wechselwirkungsmechanismen ist auf die Emission longitudinal optischer Phononen fokussiert, welche anhand einer breiten Stichprobe in Abhängigkeit mehrerer Parameter umfangreich charakterisiert und in Vergleich zu einem Modell eines Elektrons in einem parabolischen transversalen Einschlusspotential gesetzt wird. Zusätzlich werden Ansätze zur Manipulation der Wechselwirkungsquerschnitte diskutiert.

Kapitel 5 untersucht in einem Single-Shot-Schema den Antrieb einer getakteten Einzelelektronenschaltung und die Auslesung eines abgeschlossenen Ladungsreservoirs mit einem Ladungsdetektor. Es wird eine Methode zur Auswertung des Ladungsdetektors vorgestellt, welche keine a-priori Kenntnis der Detektorkennlinie erfordert, sondern diese aus den Messdaten rekonstruiert. Die Methodik wird am Beispiel der Charakterisierung der Kennlinie einer Einzelelektronenpumpe angewendet.

Kapitel 6 kombiniert die Transport- und Single-Shot-Aspekte aus den Kapiteln 4 und 5 und weist in einem Capture&Detect-Modus mit hoher Güte den Einfang eines heißen ballistischen Elektrons in einem isolierten Ladungsreservoir nach. Der Einfluss des Potentials dieses Reservoirs auf den Elektronentransport über dasselbe hinweg wird ebenso diskutiert wie der Mechanismus des Elektroneneinfangs. Darüber hinaus werden sowohl die emittierten Elektronenwellenpakete charakterisiert als auch Verfahren zur Manipulation der Einfangwahrscheinlichkeit diskutiert.

Kapitel 7 zeigt einen Ausblick auf EQO-Schaltungen mit simultaner Injektion mehrerer Elektronen, für die bei Verwendung zweier Capture&Detect-Elemente die Koinzidenzkorrelationen bestimmt werden können. Dies wird beispielhaft anhand der Partitionierung von Elektronenpaaren demonstriert.

Kapitel 8 schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse ab.

 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen eingeführt, die für das Verständnis der Beobachtungen aus dem experimentellen Teil dieser Arbeit von Bedeutung sein werden.

2.1 NIEDERDIMENSIONALE ELEKTRONENSYSTEME

Innerhalb des periodischen Kristallgitters eines Festkörpers sind die Leitungselektronen delokalisiert, also nicht fest an einzelne Atomrümpfe gebunden, und können sich nahezu wechselwirkungsfrei fortbewegen, weshalb dieser Zustand auch als *Elektronengas* bezeichnet wird. Leitungsbandelektronen können in einem solchen System durch die Schrödingergleichung [40]

$$\left(E_L + \frac{(i\hbar\nabla + e\mathbf{A})^2}{2m_e^*} + U(\mathbf{r}) \right) \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

beschrieben werden, mit Leitungsbandenergie E_L , Vektorpotential \mathbf{A} , Ortsvektor \mathbf{r} , potentieller Energie $U(\mathbf{r})$, Energie E und Wellenfunktion $\psi(\mathbf{r})$. Hierin wird das periodische Potential des Kristallgitters nicht separat aufgeführt, sondern ist in der als räumlich konstant angenommenen effektiven Elektronenmasse m_e^* enthalten, wobei für das hier verwendete Materialsystem Galliumarsenid (GaAs) $m_e^* \approx 0.067m_e$ [41]. Für einen homogenen Halbleiter mit $U(\mathbf{r}) = 0$, $\mathbf{A} = 0$ und $E_L = \text{const.}$, für den das Gitterpotential ausschließlich über m_e^* berücksichtigt wird, werden Lösungen dieser Schrödingergleichung vereinfacht durch ebene Wellen der Form

$$\psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.2)$$

beschrieben [40], mit Wellenvektor \mathbf{k} . Dabei gilt für die k_x -, k_y - und k_z -Komponenten bei Ausdehnung l jeweils $k_{x,y,z} = 2\pi n/l$ ($n \in \mathbb{N}$), sodass sich im dreidimensionalen Raum für jeden Zustand ein Volumen $(2\pi/l)^3$ ergibt. Im Grundzustand verteilen sich die besetzten Zustände innerhalb einer Fermi-Kugel mit Volumen $4\pi k^3/3$ bei Energien bis zu $E = (\hbar k)^2/2m_e^*$, sodass die auf das Volumen l^3 normierte [42] Anzahl der Zustände N unter Berücksichtigung des Spins

$$N = \frac{(2m_e^*E)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.3)$$

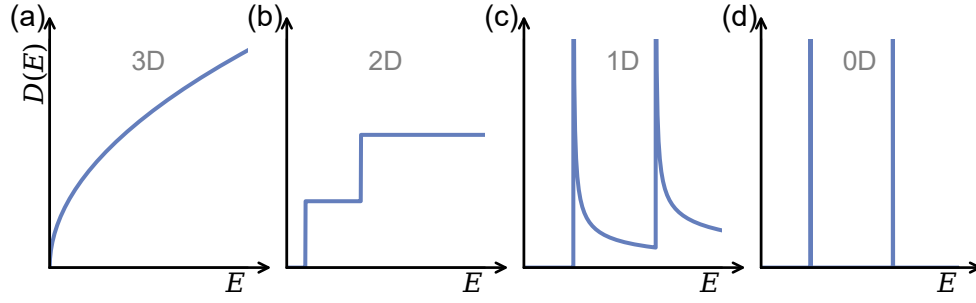


Abbildung 2.1: Energieabhängige Schemata der Zustandsdichten $D(E)$ für (a) drei- bis (d) nulldimensionale Elektronengase. Für (b)-(d) sind quasi- n -dimensionale Systeme mit jeweils zwei Subbändern dargestellt.

wird (\hbar : reduziertes Plancksches Wirkungsquantum). Daraus folgt [43] die energieabhängige Zustandsdichte

$$D(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{(2m_e^*)^{3/2} \sqrt{E}}{2\pi^2 \hbar^3} \propto \sqrt{E}, \quad (2.4)$$

welche in Abbildung 2.1a dargestellt ist.

2.1.1 Zweidimensionales Elektronengas

Das Ausgangsmaterial der in dieser Arbeit untersuchten Probenstrukturen besteht abweichend jedoch nicht aus einem drei- sondern einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG). Dieses wird in einer Heterostruktur gebildet, für die mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) ein Schichtstapel aus Galliumarsenid-Aluminiumgalliumarsenid (GaAs/AlGaAs) gewachsen und modulationsdotiert [44] wird. Durch die resultierende Bandstruktur wird die Ausbreitung der Elektronen in der z -Dimension eingeschränkt, sodass sich eine Quantisierung der Energien ergibt und sich somit ein zweidimensionales Elektronensystem ausbildet. Für ein *quasi*-zweidimensionales System mit mehreren Subbändern (Energieniveaus) ergibt sich die Zustandsdichte eines Subbands n als [40]

$$D_n(E) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} \Theta(E - E_n) \quad (2.5)$$

mit Heaviside-Funktion Θ , wobei für das System mit mehreren Bändern dann $D(E) = \sum_n D_n(E)$ gilt. Es resultiert eine stufenförmige Energieabhängigkeit der Zustandsdichte, welche in Abbildung 2.1b dargestellt ist.

Die statistische Besetzung der Zustände wird bestimmt durch die Fermi-Dirac-Verteilung

$$f_T(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.6)$$

mit Boltzmann-Konstante k_B und Temperatur T . Die Fermi-Energie E_F beschreibt dabei diejenige Energie, für die bei $T = 0$ K alle tieferliegenden Zustände besetzt und alle höherenergetischen unbesetzt sind. Für die kryogenen

Temperaturen $< 1\text{ K}$ und verwendeten Elektronendichten der im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimente kann typischerweise davon ausgegangen werden, dass ausschließlich das niedrigste Subband besetzt ist [40], entsprechend einem echt zweidimensionalen System.

Bei zusätzlicher Einschränkung in den x - und/oder y -Dimensionen erfolgen jeweils weitere Quantisierungen. Die für die quasi-ein- bzw. -nulldimensionalen Systeme analog der vorausgegangenen Beschreibung resultierenden Zustandsdichten sind in den Abbildungen 2.1c und 2.1d skizziert und werden weiter unten gesondert betrachtet.

2.1.2 Landau-Quantisierung

Werden Elektronen, die sich in einem 2DEG in zwei Dimensionen frei bewegen können, einem senkrecht zu dieser x - y -Ebene ausgerichteten Magnetfeld $B \neq 0\text{ T}$ ausgesetzt, so werden sie in klassischer Betrachtung durch die Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen, welche durch die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e^*} \quad (2.7)$$

beschrieben werden (e : Elementarladung). Folglich wird die Ausbreitung von Elektron innerhalb der 2DEG-Ebene eingeschränkt, sodass durch das Magnetfeld analog zu der vorherigen Beschreibung eine zusätzliche Quantisierung hervorgerufen wird.

Ausgangspunkt einer quantenmechanischen Betrachtung ist unter Berücksichtigung des Magnetfelds die Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator [45, 46]

$$H = \frac{(\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2}{2m_e^*} + V(z). \quad (2.8)$$

Dabei beschreibt \mathbf{p} den Impulsvektor und $V(z)$ das Einschlusspotential in z -Richtung. H kann in zwei separate Anteile zerlegt werden, von denen jeweils einer nur den Einschluss in z -Richtung und der andere nur den Einschluss durch das Magnetfeld abbildet [46]. Letzterer Anteil beschreibt effektiv eine eindimensionale Schrödingergleichung mit parabolischem Potential [40], dessen Energieeigenwerte sich dann zu

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

ergeben und als *Landau-Niveaus* bezeichnet werden. Aus der Berücksichtigung des (2DEG-)Einschlusses in z -Richtung folgt der zusätzliche Beitrag E_z , sodass

$$E_{n,z} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + E_z. \quad (2.10)$$

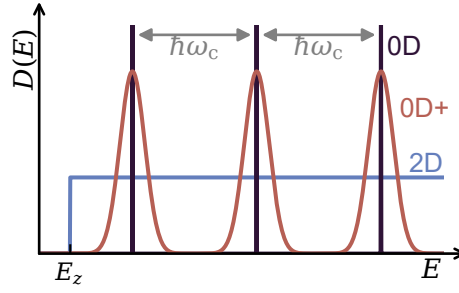


Abbildung 2.2: Energieabhängige Zustandsdichte $D(E)$ eines 2DEGs für verschiedene Amplituden eines senkrechten Magnetfelds ohne Berücksichtigung der Zeeman-Aufspaltung. 2D: $B = 0$ T; 0D: $B \neq 0$ T, $T = 0$ K / ideal; 0D+: $B \neq 0$ T, $T > 0$ K / real.

Infolge der zusätzlichen Quantisierung ergibt sich anstelle der stufenförmigen Zustandsdichte des 2DEGs (Gl. 2.5) im Magnetfeld dann die Zustandsdichte [46]

$$D(E) = \frac{eB}{h} \sum_n \delta(E - E_n) \quad (2.11)$$

abweichend zu einer Abfolge diskreter, δ -förmiger Maxima und entspricht damit der quasi-nulldimensionalen Zustandsdichte (Abb. 2.1d). In einem realen System wird bei Temperaturen > 0 K und als Folge von räumlichen Potentialfluktuationen jedoch eine Störstellenverbreiterung beobachtet, die eine Verbreiterung der δ -förmigen Maxima bewirkt [45, 46]. Die unter Berücksichtigung dessen resultierende Zustandsdichte ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Wird weiterhin die Aufhebung der Spinartung berücksichtigt, ergibt sich die Zeeman-Aufspaltung als zusätzlicher Term zu den Energieeigenwerten, sodass $E_{n,z,s} = E_{n,z} + sg\mu_B B$ (Spinquantenzahl $s = \pm 1/2$, Landé-Faktor g , Bohrsches Magneton μ_B).

In Gleichung 2.11 beschreibt der Entartungsgrad

$$n_L = \frac{eB}{h} \quad (2.12)$$

die Zahl der Zustände pro Fläche und Landau-Niveau, aus dessen Relation zur Ladungsträgerdichte n_e der Füllfaktor

$$\nu = \frac{n_e}{n_L} = \frac{hn_e}{eB} \quad (2.13)$$

folgt, welcher die Zahl der besetzten Landau-Niveaus beschreibt. Für die hohen Magnetfelder um 10 T, bei denen die meisten der in dieser Arbeit gezeigten Transportuntersuchungen sowie auch zukünftige EQO-Experimente durchgeführt werden, ergeben sich für hier zum Einsatz kommende 2DEGs typischerweise Werte in der Größenordnung von $\nu \approx 1$.

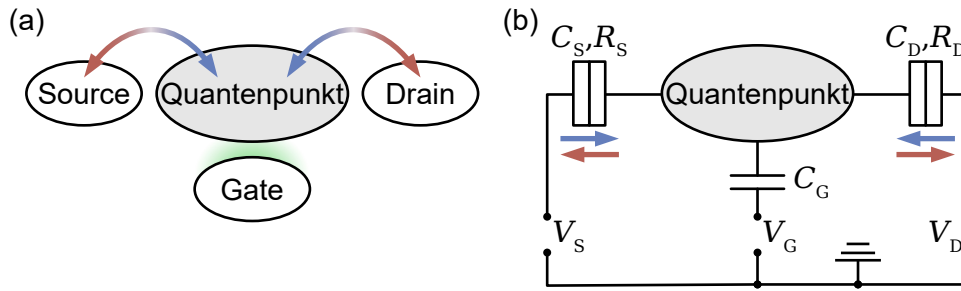


Abbildung 2.3: (a) Schema und (b) idealisiertes Ersatzschaltbild eines Quantenpunktes mit über Tunnelkopplungen (C_x , R_x) verbundenen Zuleitungen *Source* und *Drain* sowie einer kapazitiv (C_G) gekoppelten Steuerelektrode *Gate*. Pfeile skizzieren mögliche Transportpfade von Elektronen.

2.2 QUANTENPUNKTKONTAKTE

Ein Quantenpunktkontakt (QPC) ist eine schmale, quasi-eindimensionale, und gegenüber der mittleren freien Weglänge eines Elektrons kurze Engstelle, innerhalb derer der Elektronentransport *ballistisch* abläuft, das heißt Streuung vernachlässigbar gering ausfällt. Idealisiert kann ein QPC durch ein Sattelpotential der Form [47, 48]

$$V(x, y) = V_0 - \frac{1}{2}m_e^*\omega_x^2x^2 + \frac{1}{2}m_e^*\omega_y^2y^2 \quad (2.14)$$

beschrieben werden, mit ω_x und ω_y den Kreisfrequenzen des longitudinalen bzw. transversalen Einschlusspotentials. Bei einer Anzahl N besetzter eindimensionaler Transportkanäle wird bei vollständiger Transmission derselben im Leitwert eines QPCs eine Quantisierung mit Werten von

$$G = NG_0, \quad \text{mit Leitwertquantum } G_0 = \frac{2e^2}{h} \quad (2.15)$$

sichtbar [49, 50], das heißt mit Transmission jedes zusätzlichen Transportkanals steigt der Leitwert stufenförmig um G_0 . Die Ausprägung dieser Quantisierung hängt vom Verhältnis $\omega_y/\omega_x > 1$ ab [48] und nimmt dabei mit wachsendem ω_y/ω_x zu, das heißt für ein gegenüber dem longitudinalen steiler ansteigendes transversales Einschlusspotential.

2.3 QUANTENPUNKTE

Quantenpunkte (QDs) sind quasi-nulldimensionale Systeme, das heißt die Ausbreitung eines Elektrons ist in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt und die Zustandsdichte ergibt sich als eine Abfolge diskreter Maxima (vgl. Gl. 2.11 und Abb. 2.1d). Quantenpunkte können in Halbleiterheterostrukturen in vertikaler [51] oder lateraler [52] Weise aufgebaut sein und werden aufgrund der sich ausbildenden Energiequantisierung auch als *künstliche Atome* bezeichnet [53, 54].

In dieser Arbeit werden laterale Quantenpunkte geformt, indem ein 2DEG mittels elektrostatischer Elektroden kontrolliert verarmt und dadurch der punkt-

förmige räumliche Einschluss erzeugt wird. Abbildung 2.3a zeigt schematisch den Aufbau eines Quantenpunktes, bestehend aus zwei Zuleitungen *Source* und *Drain*, von bzw. zu denen ein Transport von Elektronen möglich ist, sowie einer elektrisch isolierten Elektrode *Gate*. Ein idealisiertes Ersatzschaltbild dessen wird durch Abbildung 2.3b wiedergegeben. Darin sind *Source* und *Drain* über Tunnelbarrieren an den Quantenpunkt angekoppelt, welche sich jeweils aus einer kapazitiven Kopplung C_x und einem Tunnelwiderstand R_x zusammensetzen und so einen Austausch von Elektronen zwischen Zuleitung und Quantenpunkt ermöglichen. Die *Gate*-Elektrode ist demgegenüber rein kapazitiv an den Quantenpunkt angekoppelt, ein Austausch von Elektronen hierüber somit ausgeschlossen.

2.3.1 Einteilchen- und Ladeenergien

Voraussetzung für die Beobachtbarkeit der Quantisierung der Anzahl n von Elektronen im Quantenpunkt ist eine ausreichende Lokalisierung inner- bzw. außerhalb des Quantenpunktes. Diese erfordert eine ausreichend geringe Tunnelkopplung zu den Zuleitungen, aufbauend auf dem quantenmechanischen Limit der Energieunschärfe muss hierfür $R_x \gg h/e^2$ gelten [46, 55], entsprechend dem Inversen des Leitwertquantums.

Das Hinzufügen eines Elektrons zum Quantenpunkt bedarf der Aufbringung einer Additionsenergie. Beiträge zu dieser werden zum Einen durch die Coulomb-Abstoßung zwischen zwei Elektronen erzeugt, welche zum Hinzufügen eines zusätzlichen Elektrons überwunden werden muss, und zum Anderen durch die Quantisierung der Energieniveaus im Quantenpunkt. Zur Beschreibung der Additionsenergie wird das Modell konstanter Wechselwirkungen (CIM) [56–58] herangezogen, welches die Coulomb-Wechselwirkungen durch eine Ladeenergie

$$E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \quad (2.16)$$

beschreibt und als von der Anzahl n von Elektronen im Quantenpunkt unabhängig annimmt. Hierbei entspricht die Gesamtkapazität des Quantenpunktes der Summe der Beiträge von *Source*, *Drain* und *Gate*, $C_\Sigma = C_S + C_D + C_G$.

Im Modell konstanter Wechselwirkungen wird die Energie des Grundzustands eines mit n Elektronen beladenen Quantenpunktes durch [56]

$$E(n) = \frac{(-e(n - n_0) + C_G V_G)^2}{2C_\Sigma} + \sum_{i=1}^n E_i \quad (2.17)$$

ausgedrückt, wobei n_0 die Anzahl von Elektronen bei $V_G = 0$ mV, $C_G V_G$ die durch das *Gate* kapazitiv im Quantenpunkt induzierte Ladung und E_i die

Einteilchenenergien beschreiben. Es ergibt sich dann das elektrochemische Potential als

$$\mu_{\text{QD}}(n) = E(n) - E(n-1) \quad (2.18)$$

$$= \underbrace{E_n}_{\textcircled{1}} + \underbrace{\left(n - n_0 - \frac{1}{2}\right) \frac{e^2}{C_\Sigma}}_{\textcircled{2}} - \underbrace{\frac{e}{C_\Sigma} C_G V_G}_{\textcircled{3}}, \quad (2.19)$$

entsprechend der Summe aus ① chemischem Potential der Einteilchenzustände sowie ②,③ dem elektrostatischen Potential der im Quantenpunkt deponierten Ladung [56]. Letzteres entsteht durch eine Kombination von ② im Quantenpunkt gespeicherten Elektronen und ③ kapazitiv induzierter Ladung. Wird dem Quantenpunkt ein Elektron hinzugefügt, führt dies zu einer Änderung des elektrochemischen Potentials von

$$\Delta\mu_{\text{QD}} = \mu_{\text{QD}}(n+1) - \mu_{\text{QD}}(n) = \underbrace{E_{n+1} - E_n}_{\Delta E} + \underbrace{\frac{e^2}{C_\Sigma}}_{E_C}, \quad (2.20)$$

welche der Additionsenergie entspricht. Wie eingangs bereits benannt setzt sich diese durch Beiträge aus der Quantisierung der Energieniveaus (ΔE) sowie der Coulomb-Abstoßung (E_C) zusammen. Für typische Abmessungen lateraler Quantenpunkte gilt $E_C \gg \Delta E$ [46, 55, 58], sodass die Additionsenergie in guter Näherung durch die Coulomb-Wechselwirkung beschrieben werden kann, $\Delta\mu_{\text{QD}} \approx E_C$. Die Beobachtung von Transportprozessen auf dieser Energieskala setzt dann die Unterdrückung vergleichbar ausgeprägter thermischer Anregungen voraus, erfordert also $k_B T \ll E_C$.

2.3.2 Coulomb-Blockade

Die Additionsenergie führt dazu, dass im einfachsten Fall nur ein einzelner Übergang zum Transport durch die Struktur beiträgt. In Verbindung mit der endlichen Tunnelkopplung der Zuleitungen und unter Vernachlässigung von Transportprozessen höherer Ordnung wird angenommen, dass von den vier möglichen Prozessen (Transport eines Elektrons von/nach Source/Drain; vgl. Pfeile in Abb. 2.3) zu jedem Zeitpunkt immer nur ein einzelner abläuft. Damit ergibt sich ein Stromfluss durch den Quantenpunkt aus der sequentiellen Abfolge einzelner Elektronen, aufgrund derer Quantenpunkte gemeinhin auch als Einzelelektronentransistoren (SETs) bezeichnet werden. Für die Betrachtung der SET-Transportregime werden vereinfachend folgende Konventionen festgelegt:

- Das Drain-Reservoir liegt auf dem Referenzpotential, $V_D = 0$ mV (Abb. 2.3b), Source-seitig wird eine auf das Referenzpotential bezogene Vorspannung $V_S = V_{\text{Bias}}$ über den Quantenpunkt appliziert.
- Die elektrochemischen Potentiale werden verkürzt als $\mu_n = \mu_{\text{QD}}(n)$ bezeichnet.

Im einfachsten Fall, $V_{\text{Bias}} = 0$ mV, liegen beide Zuleitungen auf dem gleichen Potential ($\mu_S = \mu_D$). Dann sind alle zu den Übergängen bis einschließ-

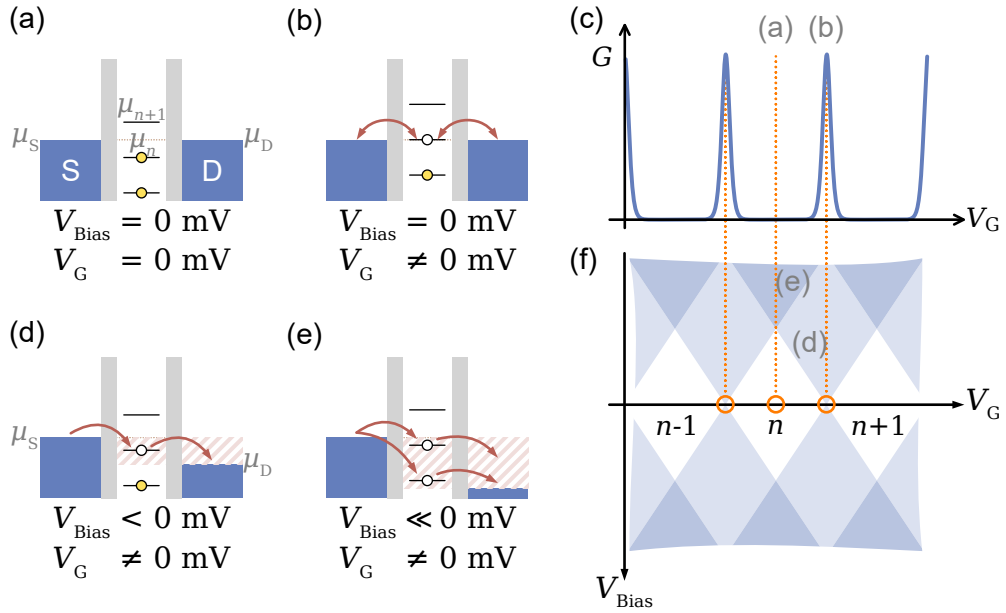


Abbildung 2.4: Veranschaulichung der Coulomb-Blockade. (a),(b),(d),(e) Schemata der Potentiallandschaft für verschiedene Arbeitspunkte in (c),(f). Weiße Kreise zeigen am Transport teilnehmende Übergänge an, Schraffur zeigt Amplitude von V_{Bias} an. (c) Coulomb-Blockade-Resonanzen im Leitwert G und (f) Coulomb-Rauten in Abhängigkeit von Potentialdifferenz V_{Bias} zwischen Source- und Drain-Kontakten und Spannung V_G an kapazitiv gekoppeltem Gate. (f) Weiße Bereiche kennzeichnen Coulomb-Blockade, blaue Einfärbungen Bereiche mit Stromtransport durch den Quantenpunkt, wobei Farbsättigung die Anzahl am Transport teilnehmender Übergänge wiedergibt.

lich $\mu_n < \mu_S, \mu_D$ gehörigen QD-Zustände mit Elektronen gefüllt und alle zu $\mu_{n+1} > \mu_S, \mu_D$ gehörigen unbesetzt, sodass durch keinen dieser Übergänge ein Transport von Elektronen zwischen Source, QD und Drain möglich ist. Für $\mu_S = \mu_D$ und $\mu_n \neq \mu_S, \mu_D$ ist der Transport von Elektronen durch den Übergang μ_n unterdrückt. Dieses Regime wird als Coulomb-Blockade (CB) bezeichnet und ist schematisch in Abbildung 2.4a skizziert. Wird die Gate-Elektrode verstimmmt, werden durch die kapazitive Kopplung die Energieniveaus des Quantenpunktes verschoben (Term ③ in Gl. 2.19) und ein Übergang kann in Resonanz mit den Zuleitungen gebracht werden, sodass sich ein Transportkanal öffnet und ein ungerichteter Transport durch den Quantenpunkt möglich wird (Abb. 2.4b). So wird für $E_C \gg k_B T$ bei kontinuierlicher Verstimmung der Gate-Elektrode (V_G) eine abwechselnde Abfolge schmalbandiger Leitwertmaxima, welche Resonanzen mit den Übergängen $\mu_{n-1}, \mu_n, \mu_{n+1}, \dots$ anzeigen, und relativ dazu ausgedehnten Bereichen unterdrückter Leitfähigkeit beobachtet, welche die Ladeenergie abbilden. Diese werden als Coulomb-Blockade-Oszillationen bezeichnet und sind in Abbildung 2.4c skizziert. Die Form einer CB-Oszillation kann im idealisierten Fall als [59]

$$G(\delta E) = \frac{G_{\text{max}}}{\cosh^2\left(\frac{\delta E}{2k_B T}\right)} \quad \text{mit} \quad G_{\text{max}} = \frac{e^2}{4k_B T} \frac{\Gamma_S \Gamma_D}{\Gamma_S + \Gamma_D} \quad (2.21)$$

beschrieben werden, gültig für $\hbar\Gamma \ll k_B T \ll \Delta E$, das heißt im Limit geringer (aber die intrinsische Linienbreite $\hbar\Gamma$ übersteigender) thermischer Energien. Hier beschreibt δ_E die Energieverstimmung des Quantenpunktes (in voriger Beschreibung durch V_G) und G_{\max} die Normierung des Leitwertes, mit Γ_S und Γ_D den Tunnelraten nach Source bzw. Drain [59].

Neben der Gate-Verstimmung kann ein Transport von Elektronen auch durch die Vorspannung V_{Bias} induziert werden. Wie in Abbildung 2.4d gezeigt wird, öffnet $|V_{\text{Bias}}| > 0$ mV ein als Transportfenster bezeichnetes, ausgedehntes energetisches Regime, innerhalb dessen der Transport durch Übergänge mit $\mu_D < \mu_n < \mu_S$ bzw. $\mu_S < \mu_n < \mu_D$ möglich wird. Gleichzeitig prägt die Orientierung von V_{Bias} dem Stromfluss eine Unidirektionalität auf. Mit zunehmender Amplitude von $|V_{\text{Bias}}|$ steigt die Ausdehnung des Transportfensters an, das heißt der Bereich vollständig unterdrückten Stromflusses wird kleiner. In einer Betrachtung der Anzahl zum Transport beitragender Energieniveaus in Abhängigkeit von V_{Bias} und V_G ergeben sich ausgedehnte Bereiche mit variierenden Zahlen für einen Transport zugänglicher QD-Energieniveaus, welche als *Coulomb-Rauten* bezeichnet werden und in Abbildung 2.4f schematisiert sind. Übersteigt für $|eV_{\text{Bias}}| > \Delta\mu_{\text{QD}}$ die Ausdehnung des Transportfensters die Additionsenergie, so ist ein Transport durch den Quantenpunkt immer durch mindestens einen Übergang möglich (Abb. 2.4e skizziert einen Fall, in dem zwei Übergänge zum Transport beitragen).

2.4 QUANTISIERTE EINZELELEKTRONENQUELLEN

Der zuvor beschriebene Transport durch einen Einzelelektronentransistor erfolgt durch diskrete, sequentielle Transfers einzelner Elektronen, jedoch zunächst ohne Kontrolle über die Zeitpunkte der Transfers. Gelingt es demgegenüber, die Transfers der einzelnen Elektronen kontrolliert auszulösen, ergibt sich bei Transfer einer konstanten Zahl von n Elektronen pro Zyklus in Abhängigkeit der Repetitionsrate f_P der quantisierte Strom I durch ein solches System als

$$I = nef_P. \quad (2.22)$$

Strukturen, die in diesem Modus betrieben werden können, werden als *getaktete Einzelelektronenquellen* bezeichnet. Experimentelle Realisierungen konnten in den vergangenen beiden Jahrzehnten in vielfältiger Weise demonstriert werden (z. B. Ref. [17, 60–64]), einen Überblick geben inzwischen mehrere Übersichtsarbeiten [65–67]. Einzelelektronenquellen werden zur direkten Abbildung der SI-Basiseinheit Ampere als Produkt aus Elementarladung e und Frequenz f_P [68] insbesondere auch für einen Einsatz als metrologische Stromquellen untersucht [19], wobei bereits Fehlerraten $< 10^{-6}$ demonstriert werden konnten (für eine Übersicht siehe Ref. [69]). Dabei kommt vielfach eine halbleitende, nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpe (SEP) mit modulierbaren Tunnelbarrieren zum Einsatz, die auch jenseits metrologischer Anwendungen im Rahmen dieser Arbeit als getaktete Elektronenquelle eingesetzt und im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

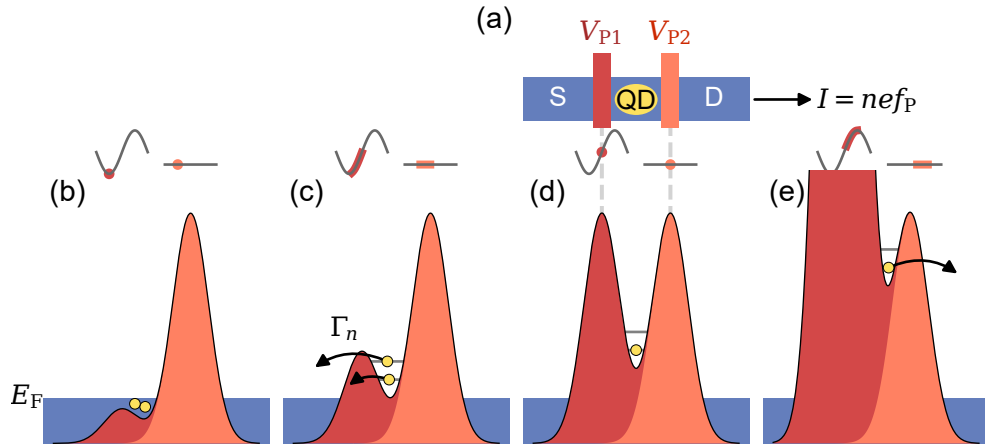


Abbildung 2.5: (a) Schema einer Einzelelektronenpumpe, für die mit zwei Elektroden G_{P1} und G_{P2} in einem 2DEG (blau) ein Quantenpunkt (gelb) gebildet wird. (b)-(e) Schemata der Antriebssequenz der Einzelelektronenpumpe für Modulation von G_{P1} , bestehend aus den Segmenten (b) Einladen, (c) Entkoppeln/Rücktunneln, (d) Halten und (e) Auswerfen.

2.4.1 Nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpen

Aufbau und Funktion der hier verwendeten nicht-adiabatischen Einzelelektronenpumpe werden anhand von Abbildung 2.5 beschrieben. Abbildung 2.5a zeigt die schematisierte Draufsicht auf eine beispielhafte Struktur, deren Basis ein schmaler, aus einem 2DEG strukturierter Kanal ist (blau). Zwei auf dem Kanal aufliegende, metallische Schottky-Elektroden können durch Anlegen negativer Spannungen zur Verarmung des 2DEGs und so zur Definition von Potentialbarrieren verwendet werden. Im Gegensatz zu durch Oxidschichten gebildeten sind die auf diese Weise elektrostatisch erzeugten Potentialbarrieren modulierbar. Durch jeweils ein Gleichspannungssignal (DC) werden die SEP-Eingangsbarriere G_{P1} und die SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} geformt, sodass ein Quantenpunkt ausgebildet wird (vgl. Abb. 2.5d). Im Zuge der nachfolgend beschriebenen dynamischen Modulation wird nur eine geringe Zahl von Elektronen durch diesen Quantenpunkt transportiert, sodass die Verwendung des zuvor eingeführten CIM für dieses System nicht gerechtfertigt ist.

In den hier eingesetzten Strukturen wird der SEP-Transferzyklus durch ein einzelnes hochfrequentes (HF) Wechsellspannungssignal (AC) an G_{P1} gesteuert [70, 71], im einfachsten Fall ein sinusförmiges. In einem ersten Schritt, der in Abbildung 2.5b veranschaulichten Einladephase, wird G_{P1} durch die Modulation abgesenkt und der Quantenpunkt so in Richtung Source geöffnet. Durch die kapazitive Kopplung von G_{P1} werden dabei auch die Energieniveaus im Quantenpunkt abgesenkt. Es kann experimentell nicht unterschieden werden, ob für sehr kleine G_{P1} die bis unterhalb der Fermi-Energie abgesenkten Energieniveaus im Quantenpunkt mit Elektronen besetzt werden oder sogar die Bildung des Quantenpunktes vorübergehend aufgehoben wird. In beiden

Szenarien wird der (möglicherweise wiederausgebildete) Quantenpunkt jedoch im Zuge der Anhebung von G_{P1} mit Elektronen besetzt sein.

Der zweite Schritt des Anregungszyklus, die Entkopplung des Quantenpunktes von Source, ist in Abbildung 2.5c skizziert und wird durch die wiederum gleichzeitige Anhebung von Eingangsbarriere G_{P1} und QD-Energieniveaus definiert. Sobald sich ein besetzter Zustand n über E_F erhebt, setzt mit einer Tunnelrate $\Gamma_n > 0$ ein Rücktunneln in Richtung Source ein, wobei die Anhebung der Energieniveaus im Wettbewerb zur Anhebung der Barriere steht. Dabei beschreibt τ_{SEP} den Zeitraum der Entkopplung von Source, die Rücktunnelwahrscheinlichkeit steigt für höhere Energieniveaus n . Für stark unterschiedliche Tunnelraten $\Gamma_2 \gg \Gamma_1$ und $1/\Gamma_1 \ll \tau_{SEP}$ wird damit nach abgeschlossener Anhebung von G_{P1} im skizzierten Szenario reproduzierbar genau ein einzelnes Elektron in der Einzelelektronenpumpe gehalten (Abb. 2.5d). Damit ist die Zeitskala τ_{SEP} maßgeblich für den Betrieb der nicht-adiabatischen Einzelelektronenpumpe – erfolgt die Entkopplung des SEP-Energieniveaus schnell gegenüber der Rücktunnelrate, werden eine nicht-adiabatische Besetzung der Einzelelektronenpumpe und damit auch der quantisierte Einzelelektronentransport möglich.

Die Anzahl der in der Einzelelektronenpumpe verbleibenden Elektronen kann durch V_{P2} moduliert werden, da die Barriere G_{P2} durch die ebenfalls vorhandene elektrostatische Kopplung an die SEP-Energieniveaus die auftretenden Rücktunnelraten Γ_n mitbestimmt. Abbildung 2.5e zeigt, wie im dritten Viertel der periodischen Modulation die Eingangsbarriere weiter angehoben wird, bis das in der Einzelelektronenpumpe gespeicherte Elektron in Richtung Drain ausgeworfen wird. Bei ausreichender AC-Amplitude ist ein Auswurf der Elektronen über G_{P2} dabei immer möglich [72, 73]. Mit der Absenkung von G_{P1} auf deren DC-Arbeitspunkt erreicht die Einzelelektronenpumpe wieder ihren (unbeladenen) Ausgangszustand und eine Anregungsperiode ist vollendet.

Insgesamt ist so im Verlauf eines Zyklus ein einzelnes Elektron transportiert worden, sodass sich wie in Gleichung 2.22 beschrieben der transferierte Strom als $1ef_P$ ergibt. Die Quantisierung des Ladungstransfers kann dabei beispielsweise durch eine Messung der Unterdrückung des Schrotrauschens nachgewiesen werden, die für halbleitende, nicht-adiabatische Einzelelektronenpumpen in Ref. [74] beobachtet wurde. In Abbildung 2.5 sind für die sinusförmige Wellenform jeweils die ungefähren Positionen der vier zuvor beschriebenen Phasen des Transferprozesses markiert. Daraus ist erkenntlich, dass die funktionell relevanten Prozesse im zweiten und dritten Viertel der Sinusperiode liegen. Es können weitergehend maßgeschneiderte Wellenformen für eine gezielte Fokussierung und Modulation einzelner Teilschritte konstruiert werden [75, 76]. Im Regelfall kann angenommen werden, dass das Einladen und der Auswurf von Elektronen mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 ablaufen, sodass für die Transferwahrscheinlichkeit einer Einzelelektronenpumpe der zweite Schritt des zuvor beschriebenen Zyklus maßgeblich ist. Eine Beschreibung verschiedener Regime der Entkopplung des Quantenpunktes wird im folgenden Abschnitt zusammengefasst.

2.4.2 Modellierung der nicht-adiabatischen Entkopplung

Es existiert eine Vielzahl experimenteller und theoretischer Arbeiten zur Modellierung des Transportmechanismus nicht-adiabatischer Einzelelektronenpumpen, über die das Review von Kästner und Kashcheyevs [67] einen guten Überblick bietet. Besonders hervorgehoben sei hier eine Serie theoretischer Arbeiten von Kashcheyevs *et al.* [77–80], welche vielfach zum Vergleich mit experimentellen Beobachtungen herangezogen wird.

Die dort beschriebene Modellierung geht von einer linearen Anhebung der SEP-Eingangsbarriere G_{p1} aus, die zu einer exponentiellen Unterdrückung der Rücktunnelraten führt. Die Energieskala $\Delta_{\text{ptb}} = \tau_{\text{SEP}} |d\mu_n(t)/dt|$ drückt die Anhebung der SEP-Energieniveaus während τ_{SEP} aus, beschreibt also die elektrostatische Kopplung zwischen Barriere und dynamisch moduliertem Quantenpunkt [67, 78]. Zusätzlich wird der Einfluss von Quantenfluktuationen über die Energie-Zeit-Unschärfe als $\Gamma_c \equiv \hbar / (\pi\tau_{\text{SEP}})$ berücksichtigt [78]. Kashcheyevs und Timoshenko leiten darauf aufbauend in Ref. [78] einen Ausdruck für die Einfangwahrscheinlichkeit¹ n_f eines Elektrons her und geben die folgenden drei Grenzfälle an:

$$n_f = f_T(\tilde{\mu}_n) \quad k_B T \gg \Delta_{\text{ptb}}, \Gamma_c \quad (2.23a)$$

$$n_f = (2/\pi) \arctan(\exp(-\tilde{\mu}_n/\Gamma_c)) \quad \Gamma_c \gg k_B T, \Delta_{\text{ptb}} \quad (2.23b)$$

$$n_f = \exp(-\exp(\tilde{\mu}_n/\Delta_{\text{ptb}})) \quad \Delta_{\text{ptb}} \gg k_B T, \Gamma_c \quad (2.23c)$$

Dabei ist $\tilde{\mu}_n$ das elektrochemische Potential des SEP-Energieniveaus n zum Zeitpunkt der Entkopplung von der Zuleitung. Die Gleichungen beschreiben Grenzfälle, in denen jeweils eine der Energieskalen $k_B T$, Γ_c oder Δ_{ptb} dominant ist. In der Reihenfolge von Gleichung 2.23 sind dies

- a) ein Regime, in dem bei vernachlässigbar geringer Anhebung der SEP-Energieniveaus während der Entkopplung die thermische Besetzung der Zuleitung abgebildet wird,
- b) ein durch Quantenfluktuationen dominiertes Regime, sowie
- c) ein Regime, in welchem das Rücktunneln von Elektronen maßgeblich ist und das als Decay-Cascade Grenzfall bezeichnet wird.

Näher betrachtet werden die Fälle vernachlässigbarer Quantenfluktuationen ($\Gamma_c \rightarrow 0$). Während die zuvor diskutierte Modellierung nur für ein einzelnes Elektron gilt, kann im thermischen Regime ($k_B T \gg \Delta_{\text{ptb}}$) weitergehend die Wahrscheinlichkeit P_n , dass nach abgeschlossener Entkopplung n Elektronen in der Einzelelektronenpumpe eingefangen sind, als [37, 67]

$$P_n = [1 - f_T(\tilde{\mu}_{n+1})] \prod_{i=1}^n f_T(\tilde{\mu}_i) \quad (2.24a)$$

$$\approx f_T(\tilde{\mu}_n) - f_T(\tilde{\mu}_{n+1}), \text{ wobei} \quad (2.24b)$$

$$\tilde{\mu}_n = -\alpha_n^\mu V_{P2} + \Delta_n^\mu \quad (2.24b)$$

¹ *Einfang* beschreibt die Elektronen, welche von den eingeladenen nach der Rücktunnelphase im Quantenpunkt gehalten werden.

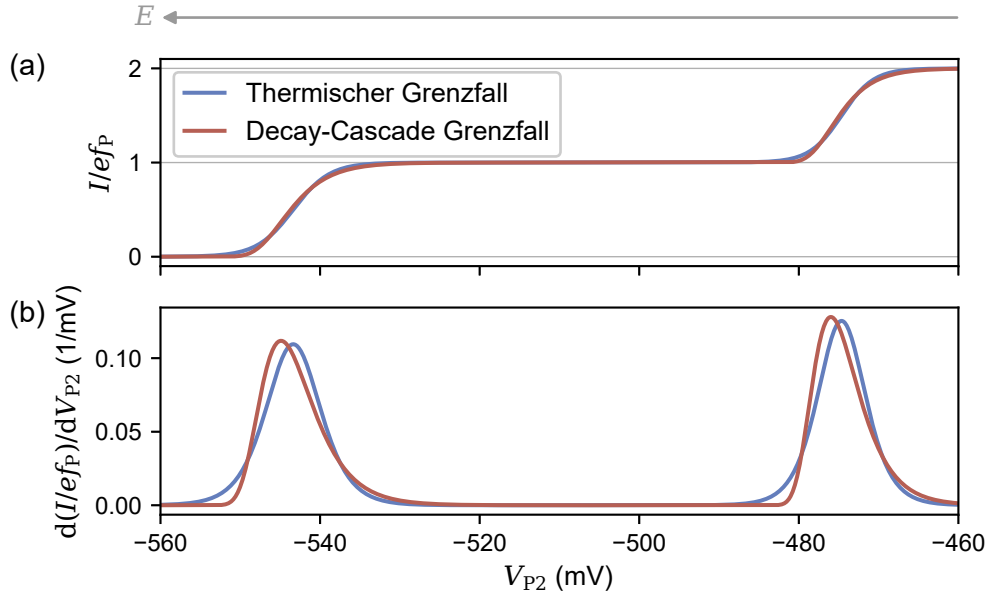


Abbildung 2.6: Beispielhafte Modellierung einer SEP-Kennlinie für thermischen und Decay-Cascade Grenzfall in (a) normiertem Strom und (b) Ableitung desselben.

beschrieben werden. In Gleichung 2.24b wird dabei die linear skalierte Verschiebung der SEP-Energieniveaus durch die SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} phänomenologisch parametrisiert, mit den zur Anpassung zu verwendenden Parametern α_n^H und Δ_n^H . Entsprechend der Abbildung der durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschriebenen thermischen Besetzung der Zuleitung ergibt sich in Abhängigkeit von V_{P2} eine symmetrische Energieverteilung (vgl. Abb. 2.6b).

Für den athermischen Decay-Cascade Grenzfall ($\Delta_{Ptb} \gg k_B T$) ergibt sich im Unterschied [37, 67, 77]

$$P_n = \exp(-X_n) \prod_{i=n+1}^{\infty} (1 - \exp(-X_i))$$

$$\approx \exp(-X_n) - \exp(-X_{n+1}), \text{ wobei} \quad (2.25a)$$

$$X_n = \exp\left(-\alpha_n^X V_{P2} + \Delta_n^X\right). \quad (2.25b)$$

Hierbei beschreiben die dimensionslosen X_n über den Zeitraum des Rücktunnelns integrierte Tunnelraten [67]. Gleichung 2.25b beschreibt wiederum eine phänomenologische Parametrisierung, in diesem Fall für eine exponentielle Unterdrückung der Rücktunnelraten bei Anhebung von G_{P2} [67]. Die Parameter Δ_n^X werden dabei verbreitet zur Abschätzung der Quantisierung individueller Einzelelektronenpumpen eingesetzt (vgl. auch Ref. [69]). Für die P_n ergibt sich gemäß Gleichung 2.25 eine asymmetrische, doppelt-exponentielle Energieabhängigkeit (vgl. erneut Abb. 2.6b).

Der durch eine Einzelelektronenpumpe transferierte Strom ergibt sich dann als $I = ef_P \sum_n n P_n$ [77], entsprechend der Form der auch experimentell zugänglichen SEP-Kennlinie. Exemplarische Kurven für die beiden Grenzfälle mit P_n nach den Gleichungen 2.24 und 2.25 sind im Vergleich in Abbildung

2.6a dargestellt und zeigen ausgedehnte quantisierte $1ef_F$ -Plateaus. Wie zuvor beschrieben, werden in den stufenförmigen Übergängen dieser Kennlinien die unterschiedlichen Regime abgebildet (Abb. 2.6b).

Die SEP-Ausgangsbarriere bestimmt neben den Rücktunnelwahrscheinlichkeiten aus den einzelnen Niveaus im ersten Halbzyklus auch diejenigen Energien, bei denen die Elektronen im zweiten Halbzyklus aus der Einzelelektronenpumpe emittiert werden. Stärker negative V_{p2} bedeuten dabei eine höhere Barriere und damit einen größeren Abstand zum Fermi-See, d.h. eine höhere Emissionsenergie (vgl. Pfeil in Abb. 2.6), wie bereits in verschiedenen Experimenten sichtbar wurde (z. B. Ref. [81, 82]). Emissionsenergien typischer Einzelelektronenpumpen liegen in der Größenordnung zwischen wenigen 10 bis zu > 100 meV [81, 83].

2.5 ELEKTRONISCHER TRANSPORT IM MAGNETFELD

In dieser Arbeit wird der Transport von Elektronen in starken senkrechten Magnetfeldern untersucht. Bei Variation des äußeren Magnetfeldes verschieben sich die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Landau-Niveaus ($\hbar\omega_c$ in Gl. 2.10), sodass sich in Verbindung mit der konstanten Zahl von Elektronen (n_e) die Besetzung der Landau-Niveaus ändert (Gl. 2.12 und 2.13).

Dies führt bei Variation des Magnetfeldes zur Beobachtung verschiedener physikalischer Effekte. So treten mit zueinander übereinstimmender $1/B$ -Periodizität im Längswiderstand R_{xx} eines Hall-Bars Shubnikov-de Haas (SdH)-Oszillationen [84, 85] mit periodisch verschwindendem Längswiderstand und im Querwiderstand R_{xy} der Quanten-Hall-Effekt (QHE) [86] auf, welcher in einer Abfolge von Plateaus mit quantisierten Werten

$$R_{xy} = \frac{1}{\nu} R_K \quad (2.26)$$

sichtbar wird, wobei $R_K = h/e^2$ die Von-Klitzing-Konstante ist. SdH- und QHE-Messungen kommen in dieser Arbeit zur Bestimmung typischer 2DEG-Kenngrößen wie Ladungsträgerdichten und -beweglichkeiten zum Einsatz (s. Kap. 3.2.4).

Aufbauend auf der Landau-Quantisierung ist es zur Beschreibung des Transportes in einer Probe im senkrechten Magnetfeld erforderlich, den mit endlicher Probenabmessung auftretenden Rand der Probe zu berücksichtigen. In einer klassischen Vorstellung kann ein Elektron im senkrechten Magnetfeld bei Erreichen der Probenkontur keine kreisförmige Bahn mehr beschreiben (das hieße die Struktur zu verlassen), sondern wird sich durch wiederholte Reflexion am Rand in Form halbkreisförmiger Bahnen entlang der Kontur der Probe fortbewegen. In einer quantenmechanischen Betrachtung unter Berücksichtigung des transversalen Randpotentials, für welches idealisiert typischerweise ein parabolisches Einschlusspotential der Form

$$V(y) = \frac{1}{2} m_e^* \omega_y^2 y^2 \quad (2.27)$$

angenommen wird (vgl. bspw. Ref. [40]), werden die im Inneren der Struktur konstanten Landau-Niveaus (Gl. 2.10) am Rand der Probe nach oben gebo-

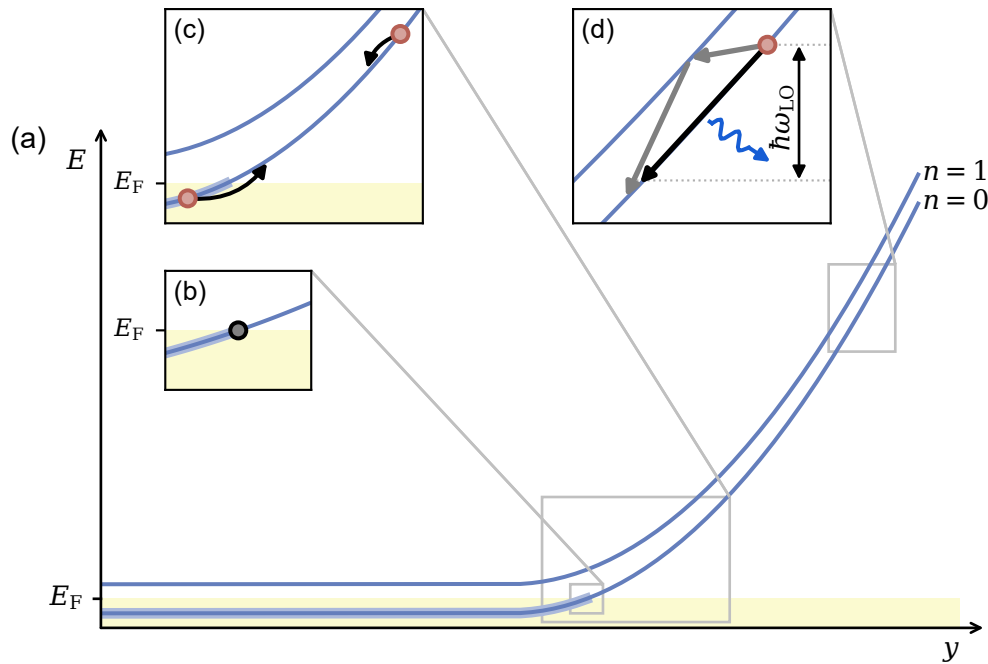


Abbildung 2.7: (a) Energieschema der Landau-Niveaus senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Elektronen am Rand der Probe ohne Berücksichtigung der Zeeman-Aufspaltung, angelehnt an Ref. [25]. (b) Position der chiralen eindimensionalen Randkanäle im QHE. (c),(d) Skizzen dominanter Streuprozesse: (c) Elektron-Elektron- und (d) Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen (direkte und indirekte LO-Phonon-Emission, skizziert durch schwarze bzw. graue Pfeile).

gen. Dies ist in Abbildung 2.7a schematisch dargestellt (zur Vereinfachung werden die Rekonstruktion der Randstruktur in kompressible und inkompressible Streifen [87] sowie die Zeeman-Aufspaltung hier nicht berücksichtigt), wobei x , y und z die Richtungen von Elektronenausbreitung, transversalem Einschlusspotential und Magnetfeld sind.

Als Folge der Verbiegung schneidet jedes Landau-Niveau mit $E_{n,z(s)} < E_F$ in Randnähe die Fermi-Energie, wie in Abbildung 2.7b hervorgehoben ist. Diese Schnittpunkte sind entlang der Probenkontur ausgedehnt, sodass sich hier eindimensionale, chirale Zustände ausbilden, welche als *Randkanäle* bezeichnet werden. Aufbauend darauf ist eine Beschreibung der Beobachtung des Quanten-Hall-Effektes möglich (vgl. bspw. Ref. [87–90]). Da sich Elektronen innerhalb der Randkanäle frei bewegen und so einen Strom entlang des Randes tragen können, kann ein Randkanal in Analogie zu einem Lichtwellenleiter auch als *elektronischer Wellenleiter* betrachtet werden [40, 89, 91]. Kann die Streuung der Elektronen vernachlässigt werden, wird der Transport als *ballistisch* bezeichnet.

Im Unterschied zum QHE-Regime werden in dieser Arbeit hochenergetische Elektronen mit Überschussenergien von vielen meV injiziert, wobei anschaulich thermalisierte Elektronen nahe E_F als *kalte* und die hochenergetischen als *heiße* Elektronen bezeichnet werden. Bei den Energien heißer Elektronen sind die

Landau-Niveaus abgesehen von den injizierten Elektronen unbesetzt, sodass bis in die Nähe der Fermi-Energie immer freie Zustände existieren, in die ein heißes Elektron nach Streuung übergehen kann.

Zu den allgemein in 2DEGs möglichen Streuprozessen zählen Wechselwirkungen [46]

- mit akustischen und optischen Phononen,
- ionisierten Störstellen und Dotieratomen,
- neutralen Störstellen und Gitterdefekten,
- Oberflächenrauigkeiten sowie
- zwischen Leitungsbandelektronen.

Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit sind als Streuprozesse der heißen Elektronen maßgeblich die Wechselwirkungen mit kalten Elektronen und die Emission insbesondere longitudinal optischer Phononen relevant, welche in den Abbildungen 2.7c und 2.7d skizziert sind und in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

2.5.1 Elektron-Elektron-Wechselwirkungen

Es existiert eine Vielzahl experimenteller und theoretischer Veröffentlichungen zur Untersuchung von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in niederdimensionalen Systemen bei Elektronenenergien bis zu wenigen meV oberhalb der Fermi-Energie (bspw. Ref. [92–99]). Dabei werden Elektron-Elektron-Wechselwirkungen häufig [92, 96, 97, 100, 101] für $T = 0$ K über den Kehrwert der Quasiteilchen-Lebensdauer τ_{ee} in der Form

$$\frac{1}{\tau_{ee}} \approx \frac{E_F}{4\pi\hbar} \left(\frac{\Delta E}{E_F} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{E_F}{\Delta E} \right) + \ln \left(\frac{2q_{TF}}{k_F} \right) + \frac{1}{2} \right] \quad (2.28)$$

quantifiziert, wobei ΔE die Überschussenergie, k_F die Fermi-Wellenzahl und q_{TF} die Thomas-Fermi Wellenzahl sind. Diese Näherung ist jedoch lediglich für geringe Überschussenergien $\Delta E \ll 2E_F q_{TF}/k_F$ gültig [97], für in dieser Arbeit typische 2DEGs mit $n_e \approx 2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ gilt so $\Delta E \ll 28 \text{ meV}$. Diese Beschreibung ist damit zur Anwendung im Arbeitsbereich von Einzelelektronenpumpen mit typischen Emissionsenergien bis zu $> 100 \text{ meV}$ weniger geeignet. Hinzu kommt, dass die Experimente hier in senkrechten Magnetfeldern durchgeführt werden, welche in der vorgenannten Berechnung nicht berücksichtigt werden.

Es sind nur wenige Forschungsarbeiten publiziert, die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in dem hier experimentell relevanten Parameterraum von Überschussenergien etlicher Millielektronenvolt und Magnetfeldern einiger Tesla betrachten [21, 25, 26]. Von diesen verwenden Taubert *et al.* in Ref. [21] eine Erweiterung des Gleichung 2.28 zugrunde liegenden Modells aus Ref. [97] zur Berücksichtigung von $B \neq 0$ T und Clark *et al.* beschreiben in Ref. [26] einen Coulomb-Hamiltonoperators unter Verwendung eines quasi-eindimensionalen abgeschirmten Coulomb-Potentials. Beide Ansätze sind vielversprechend, doch erlaubt die Beschreibung in den publizierten Formen noch keine unmittelbare

Übertragbarkeit auf die hier im Folgenden diskutierten Untersuchungen der Energieabhängigkeit von Streuprozessen.

Ota *et al.* unternehmen in Ref. [25] den Versuch einer qualitativen Beschreibung experimenteller Beobachtungen aufbauend auf von Lunde *et al.* formulierten Fokker-Planck-Gleichungen [102, 103]. Darin beschreibt ein Potenzgesetz die mittleren Energien von Elektronen nach Propagation über eine Strecke l in der Form

$$E_l = \left(E_0^{\kappa+1} - E_{\text{th}}^{\kappa+1} \right)^{1/(\kappa+1)}. \quad (2.29)$$

Hierbei sind E_0 die initiale Emissionsenergie, E_{th} eine phänomenologische Schwellwertenergie, unterhalb derer hochenergetische Elektronen ihre Überschussenergie durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen vollständig abbauen, und κ ein Formfaktor. Die Konsistenz dieser Beschreibung wird im Verlauf dieser Arbeit durch Vergleich mit eigenen experimentellen Beobachtungen untersucht werden.

2.5.2 Elektron-Phonon-Wechselwirkungen

GaAs als Ausgangsmaterial der hier zu verwendenden zweidimensionalen Elektronengase kristallisiert in der Zinkblende-Struktur. Die zweiatomige Elementarzelle dieser Kristallstruktur bedingt, dass sowohl akustische als auch optische Schwingungsmoden existieren. Unter Berücksichtigung von longitudinalen und transversalen Moden können so insgesamt vier verschiedene Arten von Phononen auftreten:

- longitudinal akustisch (LA),
- transversal akustisch (TA),
- longitudinal optisch (LO), sowie
- transversal optisch (TO).

Das Auftreten einer Wechselwirkung zwischen einem angeregten Elektron und einem Phonon bedingt das Vorhandensein einer Kopplung zwischen den beiden, welche über unterschiedliche Mechanismen erfolgen kann. In einem polaren Halbleiter wie GaAs sind prinzipiell die Kopplung durch ein kurzreichweitiges Deformationspotential einerseits oder eine langreichweitige dielektrische Polarisation andererseits möglich [104]. Aufbauend auf der Existenz zweier unterschiedlicher Ursachen, die eine dielektrische Polarisation auslösen können, ergeben sich insgesamt drei mögliche Wechselwirkungsmechanismen, welche im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Deformationspotential

Ein durch einen Kristall propagierendes akustisches Phonon kann als periodische Modulation der Dichte des Kristalls betrachtet werden, bei der die interatomaren Abstände der Kristallatome moduliert werden. Diese Vibrationen der Atome bewirken Änderungen der elektronischen Energien innerhalb der Brillouin-Zone des Kristalls und damit letztlich eine Manipulation

Mode	Relevante Wechselwirkungen
LA	Piezoelektrisch (LAPZ), Deformationspotential (LADP)
TA	Piezoelektrisch (TAPZ)
LO	Fröhlich (LO)
TO	<i>nicht relevant</i>

Tabelle 2.1: Mögliche Mechanismen der Elektron-Phonon-Wechselwirkungen für Leitungsbandelektronen in GaAs, nach [105]. Im Folgenden verwendete Abkürzungen in Klammern angegeben.

der Bandlücke, welche als Deformationspotential mit einem Elektron wechselwirken kann. In GaAs als Halbleiter mit direkter Bandlücke tritt keine Deformationspotential-Wechselwirkung mit optischen Phononen auf [105], diese Wechselwirkung ist folglich nur für akustische Phononen relevant.

Piezoelektrische Streuung

Die Halbleiter aus der Klasse der III-V-Verbindungshalbleiter, zu der auch GaAs gehört, sind schwach piezoelektrisch. Ein akustisches Phonon kann in einem solchen Halbleiter als periodische Dichtemodulation über die Piezoelektrizität des Materials ein makroskopisches, periodisches elektrisches Feld induzieren [106], welches wiederum mit einem Elektron wechselwirken kann.

Fröhlich-Wechselwirkungen

In einem polaren Halbleiter wie GaAs bewirkt ein optisches Phonon eine gegenphasige Auslenkung der Gallium- gegenüber den Arsenatomen. Diese resultiert in der Entstehung eines makroskopischen elektrischen Felds, welches mit Elektronen wechselwirkt. Der Kopplungsmechanismus ähnelt damit konzeptionell demjenigen der piezoelektrischen Streuung [105]. Nach H. Fröhlich, der maßgeblich zu der Charakterisierung dieser Art der Elektron-Phonon-Wechselwirkung beigetragen hat [107], wird die Wechselwirkung mit optischen Phononen als Fröhlich-Wechselwirkung bezeichnet. Die starken elektrischen Felder, welche die Grundlage der Wechselwirkung darstellen, werden dabei nur durch *longitudinal* optische Phononen erzeugt. Bei TO Phononen treten die atomaren Vibrationen, und darauf aufbauend auch die elektrische Polarisation, abweichend nicht parallel sondern *senkrecht* zum Phonon-Wellenvektor auf, sodass trotz induzierter Polarisation die Wechselwirkung mit einem Elektron äußerst ineffizient ausfällt und insofern vernachlässigt werden kann [108].

Zusammenfassung

In Galliumarsenid, dem Basismaterial der hier zum Einsatz kommenden Halbleiterheterostrukturen, existieren prinzipiell sowohl akustische als auch optische Schwingungsmoden, die auf unterschiedliche Weisen mit Elektronen wechselwirken können. Tabelle 2.1 gibt zusammenfassend einen Überblick über die hierin relevanten Pfade von Elektron-Phonon-Wechselwirkungen.

2.5.3 LO-Phonon-Emission

Emary *et al.* haben in Ref. [22] ein Modell der Emission von LO Phononen für die Injektion einzelner, heißer Elektronen in QHE-Randkanäle in einem parabolischen transversalen Randpotential formuliert. Damit ist es auf das auch im experimentellen Rahmen dieser Arbeit vorliegende System anwendbar, sodass eine Untersuchung der Übereinstimmung zwischen Modell und experimentell zu beobachtender Charakteristik möglich wird. In Vorbereitung darauf werden die charakteristischen Merkmale dieses Modell im Folgenden zusammengefasst.

2.5.3.1 Modellierung

Die Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkung V_{ep} wird dabei im Rahmen eines Fröhlich-Hamiltonoperators als [22]

$$V_{\text{ep}} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} M(\mathbf{q}) \tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger \tilde{c}_{\mathbf{k}} \left(a_{-\mathbf{q}}^\dagger + a_{\mathbf{q}} \right) \quad (2.30)$$

ausgedrückt, mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren eines Ebene-Welle-Elektrons ($\tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger$, $\tilde{c}_{\mathbf{k}}$) und eines LO Phonons ($a_{-\mathbf{q}}^\dagger$, $a_{\mathbf{q}}$) mit den Wellenvektoren \mathbf{k} bzw. \mathbf{q} . Für das Matrixelement $M(\mathbf{q})$ gilt im Fall eines LO Phonons [22]

$$|M_{\text{LO}}(\mathbf{q})|^2 = 4\pi\alpha_{\text{K}}\hbar \frac{(\hbar\omega_{\text{LO}})^{3/2}}{\sqrt{2m_e^*V}} \frac{1}{|\mathbf{q}|^2}, \quad (2.31)$$

mit $\alpha_{\text{K}} \approx 0.068$ der Kopplungskonstanten von GaAs, $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36$ meV der Energie des als dispersionslos betrachteten LO Phonons sowie dem Probenvolumen V . Durch Verwendung abweichender Matrixelemente lassen sich in gleicher Weise alternativ auch LADP-, LAPZ- und TAPZ-Wechselwirkungen berechnen [23, 26].

Die Grundlage der Beschreibung besteht in der räumlichen Verfolgung der Lage der Ausgangs- und Endzustände n und n' vor bzw. nach Emission eines LO Phonons. In einem parabolischen transversalen Einschlusspotential (Gl. 2.27) mit Einschlussfrequenz ω_y haben die transversalen Wellenfunktionen Mittelpunkte y_G , die durch [22]

$$y_G(k) = \frac{\omega_c^2 \hbar k}{\Omega^2 eB} \quad (2.32)$$

gegeben sind, und charakteristische Breiten l_Ω der Form

$$l_\Omega = \sqrt{\frac{\hbar}{m_e^* \Omega}}, \quad (2.33)$$

mit Wellenzahl k und effektiver Einschlussfrequenz $\Omega^2 = \omega_y^2 + \omega_c^2$. Die räumliche Entwicklung wird dann in Form der relativen räumlichen Verschiebung der Mittelpunkte vor (y_G) und nach (y'_G) LO-Phonon-Emission als $\delta_G = (y_G - y'_G) / l_\Omega$ verfolgt.

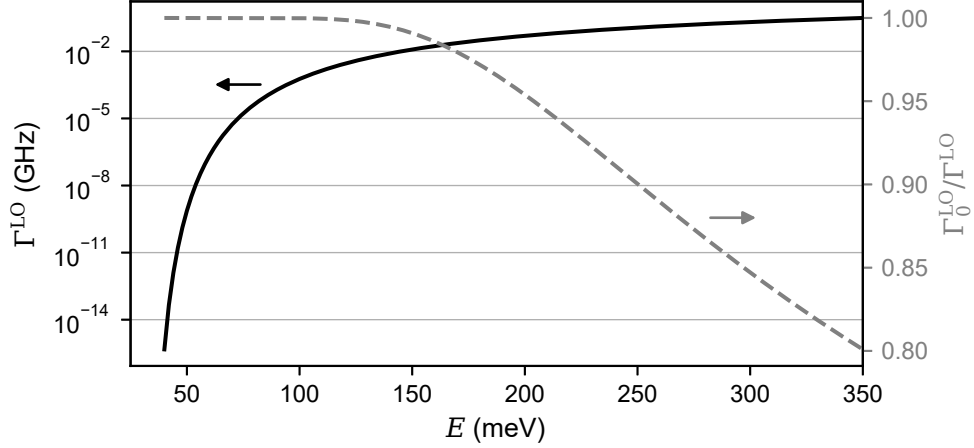


Abbildung 2.8: Transferrate $\Gamma^{\text{LO}} = \sum_{n'=0}^{10} \Gamma_{n'}^{\text{LO}}$ (volle Linie) basierend auf Gleichung 2.37 ($\hbar\omega_y = 3 \text{ meV}$, $B = 10 \text{ T}$, $a = 3 \text{ nm}$). Verhältnis $\Gamma_0^{\text{LO}}/\Gamma^{\text{LO}}$ als gestrichelte Linie dargestellt.

Ausgehend von den auf das Minimum des $n = 0$ Landau-Niveaus referenzierten [23] Energien der Eigenzustände ergeben sich die Mittelpunkte als

$$y_G(E) = l_\Omega \frac{\omega_c}{\omega_y} \sqrt{\frac{2E}{\hbar\Omega}} - 2n, \quad (2.34)$$

damit folgen für die Emissionsenergie E_0 die Werte $y_G = y_G(E_0)$ und $y'_G = y_G(E_0 - \hbar\omega_{\text{LO}})$, sodass

$$\delta_G = \frac{\omega_c}{\omega_y} \left(\sqrt{\frac{2E_0}{\hbar\Omega}} - 2n - \sqrt{\frac{2E_0}{\hbar\Omega} - \frac{2\omega_{\text{LO}}}{\Omega}} - 2n' \right). \quad (2.35)$$

Für den 2DEG-Einschluss in z -Richtung wird ein dreiecksförmiger Potentialtopf mit einer Grundzustandswellenfunktion in der Form [23, 109]

$$\phi_0(z) = (2a^3)^{-1/2} z \exp(-z/2a) \quad (2.36)$$

angenommen, dabei drückt a die vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion aus.

Unter Verwendung Fermis Goldener Regel in Verbindung mit dem Fröhlich-Hamiltonoperator (Gl. 2.30) ergibt sich die Rate $\Gamma_{n'n}^{\text{LO}}$ für den Übergang von einem Ausgangszustand n in einen Zielzustand n' unter Emission eines LO Phonons als [22]

$$\Gamma_{n'n}^{\text{LO}} = \frac{\alpha_K \Omega \omega_{\text{LO}}}{2\pi\omega_y} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{\Delta}} \Theta(\Delta) I_{n'n}(\delta_G). \quad (2.37)$$

Dabei ist $I_{n'n}(\delta_G)$ ein aus Gleichung 2.30 resultierendes Integral (siehe [22, Gl. B6]) und $\Delta = E_0 - n'\hbar\Omega - \hbar\omega_{\text{LO}}$.

Es wird angenommen [22, 24, 25], dass Elektronen durch Einzelelektronenpumpen in den äußersten Zustand ($n = 0$) injiziert werden. Werden ausschließlich Übergänge aus $n = 0$ berücksichtigt ($\Gamma_{n'}^{\text{LO}} = \Gamma_{n'0}^{\text{LO}}$), ergibt sich die Gesamtrate aller möglichen Übergänge aus dem Zustand $n = 0$ als $\Gamma^{\text{LO}} = \sum_{n'} \Gamma_{n'}^{\text{LO}}$. Abbildung 2.8 zeigt diese in Linienform beispielhaft für alle möglichen Übergänge mit $n' \leq 10$ in einem System mit transversalen Einschlusspotential $\hbar\omega_y = 3 \text{ meV}$ und $B = 10 \text{ T}$. Darin zeigt sich eine exponentielle Zunahme von Γ^{LO} mit steigender Emissionsenergie. Als gestrichelte Linie ist zusätzlich der Anteil $\Gamma_0^{\text{LO}}/\Gamma^{\text{LO}}$ der Transferrate innerhalb des niedrigsten Zustands ($n = n' = 0$) an der Gesamtrate der möglichen Übergänge aus dem Zustand $n = 0$ gezeigt. Diese zeigt, dass die Gesamtrate Γ^{LO} für die hier gewählten Parameter bis zu Emissionsenergien von etwa 150 meV in guter Näherung ausschließlich durch den Übergang innerhalb des äußersten Subbands bestimmt wird, welcher auch darüber hinaus einen dominanten Bestandteil ausmacht. Die Übereinstimmung $\Gamma_0^{\text{LO}} \approx \Gamma^{\text{LO}}$ ist gültig im Limit hoher Magnetfelder [22], für geringe Felder weniger Tesla müssten für eine präzise Berechnung tendenziell auch weitere Übergänge mit einbezogen werden.

Aufbauend auf den Transferraten $\Gamma_{n'n}^{\text{LO}}$ kann die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, dass beim Transport über eine Entfernung l kein LO Phonon emittiert wird, welche im Folgenden als LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\overline{\text{LO}}}$ bezeichnet wird. Hierfür existieren unterschiedliche Ansätze, eine Methode wurde von Emary *et al.* ebenfalls in Ref. [22] diskutiert. Dabei handelt es sich um eine Berechnung im Rahmen eines semiklassischen Drift-Diffusions-Modells, welches ähnlich Boltzmann-Gleichungen berechnet werden kann und eine analytische Abbildung der grundsätzlichen Systematik erlaubt. Für ein gaußförmiges [110] Elektronenwellenpaket einer temporalen Ausdehnung σ_t ergibt sich mit Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{\omega_y^2}{\omega_c} y_G = \frac{\omega_y}{\Omega} \sqrt{\frac{2E_0 - 2n\hbar\Omega}{m_e^*}} \quad (2.38)$$

eine räumlichen Ausdehnung $\sigma_x = v\sigma_t$ des Elektronenwellenpaketes. Damit kann $P_{\overline{\text{LO}}}$ als [22]

$$P_{\overline{\text{LO}}}(l) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\Gamma^{\text{LO}}(l-x_0)}{v} + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_x \Gamma^{\text{LO}}}{v}\right)^2\right) \text{erfc}\left(\frac{\sigma_x^2 \Gamma^{\text{LO}} - v(l-x_0)}{\sqrt{2}\sigma_x v}\right) \quad (2.39)$$

$$\approx \exp\left(-\frac{\Gamma^{\text{LO}}(l-x_0)}{v}\right) \quad \text{für } \frac{l-x_0}{\sigma_x} \gg 1, \frac{\sigma_x \Gamma^{\text{LO}}}{v} \quad (2.40)$$

berechnet bzw. genähert werden, mit x_0 dem Ausgangspunkt des Wellenpaketes, welcher in dieser Modellierung als $x_0(E) = -2\sigma_x(E)$ festgelegt ist (als Ausdruck dessen, dass initial nur ein vernachlässigbarer Ausläufer der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Wellenpaketes vom Ausgangsort x_0 in die zurückzulegende Strecke hineinragt). Daraus wird eine exponentielle Abnahme von $P_{\overline{\text{LO}}}$ mit zunehmender Wegstrecke erkenntlich. Die Energieabhängigkeit von $P_{\overline{\text{LO}}}$ ist hieraus nicht unmittelbar abzulesen, da diese sowohl durch Γ^{LO} als auch durch v beeinflusst wird.

2.5.3.2 Direkte und indirekte Emission

In Ref. [23] haben Emary *et al.* darüber hinaus den Einfluss von Wechselwirkungen mit akustischen Phononen (LADP, LAPZ und TAPZ) untersucht, wobei vor allem ein Beitrag der LADP Phononen erwartet wird [23, 111]. Zur Berücksichtigung dieser wird Gleichung 2.30 um einen zusätzlichen LADP-Term erweitert, sodass analog

$$V_{\text{ep}} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} M_{\text{LO}}(\mathbf{q}) \tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger \tilde{c}_{\mathbf{k}} (a_{-\mathbf{q}}^\dagger + a_{\mathbf{q}}) + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} M_{\text{LADP}}(\mathbf{q}) \tilde{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger \tilde{c}_{\mathbf{k}} (a_{-\mathbf{q}}^\dagger + a_{\mathbf{q}}). \quad (2.41)$$

Die Berechnung von Γ^{LADP} erfolgt entsprechend. Im Gegensatz zu LO Phononen besitzen LADP Phononen keine diskreten Energien, sondern ein kontinuierliches Energiespektrum, sodass die Berechnung von Überlebenswahrscheinlichkeiten aufwändiger wird und nur noch numerisch möglich ist. Dies ist im Rahmen einer Monte-Carlo (MC)-Simulation möglich, welche auf Grundlage einer zweidimensionalen Übergangsmatrix die räumliche und energetische Entwicklung einer Vielzahl simulierter Elektronen verfolgt. Bedingt durch die aufwändige Berechnung dieser Übergangsmatrix werden für die in dieser Arbeit gezeigten MC-Simulationen ausschließlich die Landau-Niveaus $0 \leq n, n' \leq 1$ berücksichtigt. Derjenige Anteil an Trajektorien, bei dem die Elektronenenergie nach Erreichen des Detektors bei einer definierten Wegstrecke l um weniger als $\hbar\omega_{\text{LO}}$ unterhalb der Emissionsenergie E_0 liegt, bestimmt dann $P_{\overline{\text{LO}}}$ (entsprechend $P_{\overline{\text{LO}}} = P(E > E_0 - \hbar\omega_{\text{LO}})$). Um eine Verfälschung der Auswertung infolge der nicht-monoenergetischen Energieverteilung der im einfachsten Fall Gauß-förmigen Elektronenwellenpakete (Ausdehnung σ_E) zu vermeiden, wird die Schwelle zur Evaluation von $P_{\overline{\text{LO}}}$ hier mit einem Offset $O = 7.5 \text{ meV}$ als $E > E_0 - \hbar\omega_{\text{LO}} + O$ festgelegt. Dadurch führt die Emission von LADP Phononen mit typischen Energien $\ll \hbar\omega_{\text{LO}}$ nicht unmittelbar zu einer Beeinflussung von $P_{\overline{\text{LO}}}$, sondern erst in Kombination mit zusätzlicher Emission eines LO Phonons (siehe unten). Die Verteilung der Ankunftszeiten am Detektor, welche inhärenter Bestandteil der MC-Simulation ist, wird bei Bestimmung von $P_{\overline{\text{LO}}}$ verworfen.

Für das System, dessen LO Transferrate in Abbildung 2.8 dargestellt wurde, zeigt Abbildung 2.9a $P_{\overline{\text{LO}}}$ als Ergebnis zweier solcher MC-Simulationen. Zunächst wird die rote Kurve betrachtet, welche die unter ausschließlicher Berücksichtigung von LO Phononen simulierte LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit darstellt (direkte LO-Phonon-Emission, vgl. roter Pfeil in Abb. 2.9b). Für geringe Emissionsenergien bis zu 100 meV ist $P_{\overline{\text{LO}}} \approx 1$ zu beobachten. In diesem energetischen Regime ist, entsprechend der geringen, in Abbildung 2.8 beobachteten Transferrate die LO-Phonon-Emission vernachlässigbar gering. Im Bereich von 100 meV bis 200 meV erreicht Γ^{LO} in etwa die Zeitskala der Flugdauer der Elektronen durch die Wegstrecke $l = 10 \mu\text{m}$ (Größenordnung 100 ps), entsprechend fällt die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit exponentiell ab und erreicht bei etwa 250 meV $P_{\overline{\text{LO}}} \approx 0$. Dieselbe Systematik wird neben dieser MC-Simulation übereinstimmend auch durch die auf dem Drift-Diffusions-Ansatz basierende Gleichung 2.39 reproduziert (nicht dargestellt).

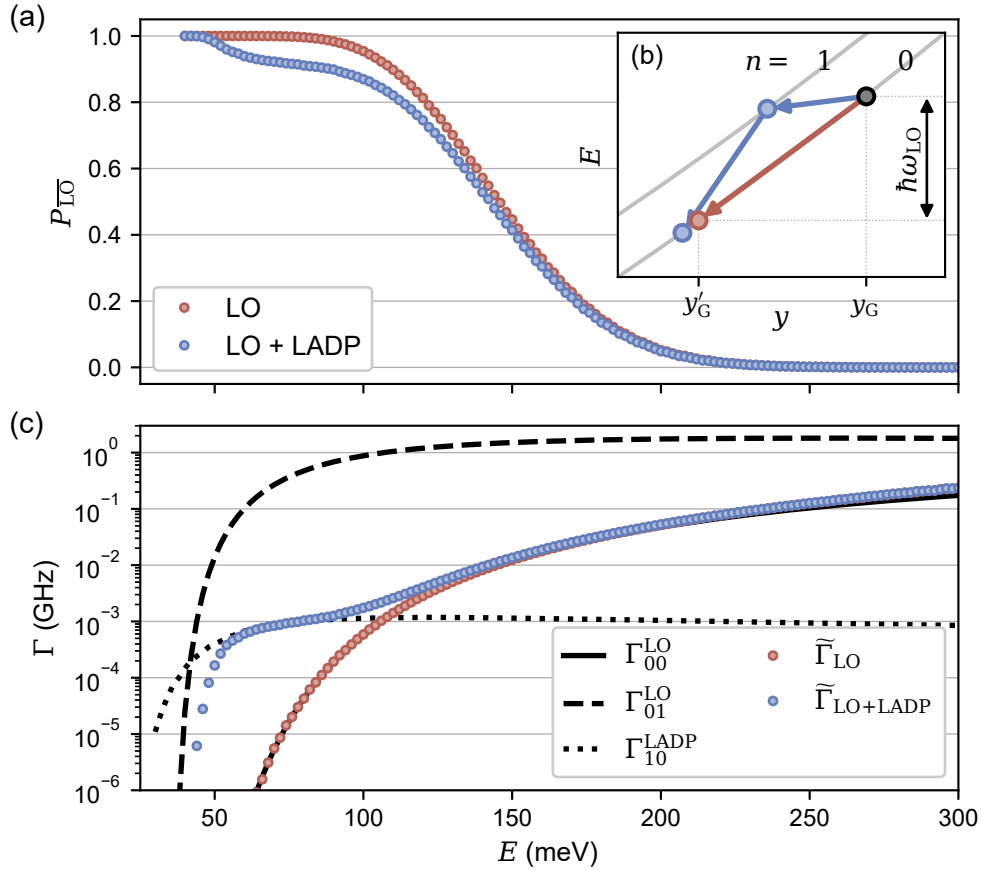


Abbildung 2.9: (a) LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\overline{\text{LO}}}$ in Abhängigkeit der Emissionsenergie bei ausschließlicher Berücksichtigung von LO Phononen (rot) und zusätzlicher Einbeziehung von LADP Phononen (blau) als Ergebnis von Monte-Carlo-Simulationen. $l = 10 \mu\text{m}$, $\sigma_E = 3 \text{ meV}$, übrige Parameter wie in Abb. 2.8; berücksichtigt werden $0 \leq n, n' \leq 1$. (b) Energieschema der (a) zugrunde liegenden Pfade der LO-Phonon-Emission in Abhängigkeit der transversalen Position y . (c) Effektive LO-Phonon-Emissionsraten $\tilde{\Gamma}$ der Daten aus (a) (Symbole) sowie rechnerische LO und effektive LADP Transferraten (Linien), nach Ref. [23].

In Abbildung 2.9a ist weiterhin das Ergebnis einer MC-Simulation unter zusätzlicher Einbeziehung von LADP Phononen gezeigt, betrachtet wird wiederum die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit (blaue Kurve). Hier wird zunächst für geringe Emissionsenergien ebenfalls $P_{\overline{\text{LO}}} \approx 1$ reproduziert. Anders als in Abwesenheit der LADP Phononen ist hier jedoch bereits um $E_0 \approx 50 \text{ meV}$ eine näherungsweise stufenförmige, etwa zehnpromtente Abnahme von $P_{\overline{\text{LO}}}$ zu beobachten. Mit weiter zunehmender Emissionsenergie nimmt die Diskrepanz zwischen den Resultaten mit und ohne Berücksichtigung der LADP Wechselwirkung wieder ab, sodass beide Kurven für hohe Energien wieder deckungsgleich werden. Der Ursprung der zusätzlichen Signatur der blauen Kurve besteht in einem durch die LADP Emission ermöglichten, indirekten Pfad der LO-Phonon-Emission welcher aus einer Kombination der zwei inter-

Landau-Niveau-Übergänge $n = 0 \xrightarrow{\text{LADP}} n' = 1$ und $n = 1 \xrightarrow{\text{LO}} n' = 0$ besteht [23] (vgl. blaue Pfeile in Abb. 2.9b).

Nachverfolgbar ist dies anhand von Abbildung 2.9c [23]. Linienförmig sind dort die modellierten Transferraten der LO Übergänge $n = 0 \rightarrow n' = 0$ und $n = 1 \rightarrow n' = 0$ sowie die effektive Transferrate des LADP Übergangs $n = 0 \rightarrow n' = 1$ dargestellt. Da die Elektronen in $n = 0$ injiziert werden [22, 23, 25], bedingt dieser Pfad der LO-Phonon-Emission zunächst einen Übergang nach $n = 1$, zum Beispiel durch LADP-Phonon-Emission. Für die hier diskutierte Modellierung wird die Transferrate $\Gamma_{10}^{\text{LADP}} \gg \Gamma_{00}^{\text{LO}}$ ab etwa 40 meV groß genug, dass bei der gegebenen Streckenlänge eine messbare und die der direkten LO-Phonon-Emission übersteigende Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs existiert. Die Rate Γ_{01}^{LO} des Übergangs zurück nach $n = 0$ erreicht dieselbe Größenordnung bei ähnlicher Energie wie $\Gamma_{10}^{\text{LADP}}$ und übersteigt diese dann schnell um Größenordnungen. Bei diesem zweistufigen Mechanismus geht ein Elektron demnach bereits bei geringfügig höheren Emissionsenergien vergleichsweise langsam durch LADP Emission in das zweite Band über und dann sehr schnell unter LO Emission in das erste Band zurück. Blaue Symbole zeigen für die MC-Simulation aus Abbildung 2.9a eine effektive LO-Phonon-Emissionsrate $\tilde{\Gamma}_{\text{LO+LADP}}$, welche aus den LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten und den mittleren Ankunftszeiten am Detektor berechnet wird [23] und diesen Zusammenhang abbildet. Oberhalb von 100 meV wird $\Gamma_{00}^{\text{LO}} > \Gamma_{10}^{\text{LADP}}$, sodass die direkte LO-Phonon-Emission gegenüber der indirekten zunehmend wahrscheinlicher wird und folglich $\tilde{\Gamma}_{\text{LO+LADP}}$ durch Γ_{00}^{LO} dominiert wird. Der zweistufige Mechanismus der LO-Phonon-Emission – und damit der Beitrag der LADP Phononen als solcher – sind folglich nur in einem niedrigen bis mittleren Energieregime von Bedeutung.

2.5.3.3 Parameterabhängigkeiten

Für die Einordnung des im weiteren Verlauf anzustellenden Vergleiches des zuvor beschriebenen Modells mit den später diskutierten experimentellen Untersuchungen wird an dieser Stelle zur Veranschaulichung zunächst ein kurzer Blick auf experimentell relevante Parameterabhängigkeiten der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit geworfen. In Abbildung 2.10 sind die Abhängigkeiten verschiedener Einflussgrößen als Ergebnis weiterer MC-Simulationen dargestellt. In der linken Spalte sind einige exemplarische Energieabhängigkeiten von $P_{\overline{\text{LO}}}$ gezeigt (volle Linien: Einbeziehung von LO und LADP Phononen; gepunktete Linien: nur LO Phononen). Die rechte Spalte stellt zur Beurteilung der Parameterabhängigkeiten zusätzlich die Mittelpunkte in den Übergängen von $P_{\overline{\text{LO}}}$ als $E_{1/2} = E(P_{\overline{\text{LO}}} = \frac{1}{2})$ dar.

Abbildung 2.10a zeigt die Abhängigkeit von der Länge l der Wegstrecke zwischen Elektronenquelle und Detektor. Erwartungsgemäß sinkt die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit mit Zunahme von l ab, entsprechend der Kombination aus längenunabhängigen Transferraten und bei gleichbleibender Ausbreitungsgeschwindigkeit zunehmender Wechselwirkungsdauer. Dadurch steigen sowohl die Ausprägung der direkten als auch der indirekten LO-Phonon-Emission. Beobachtet wird mit zunehmender Wegstrecke eine exponentielle

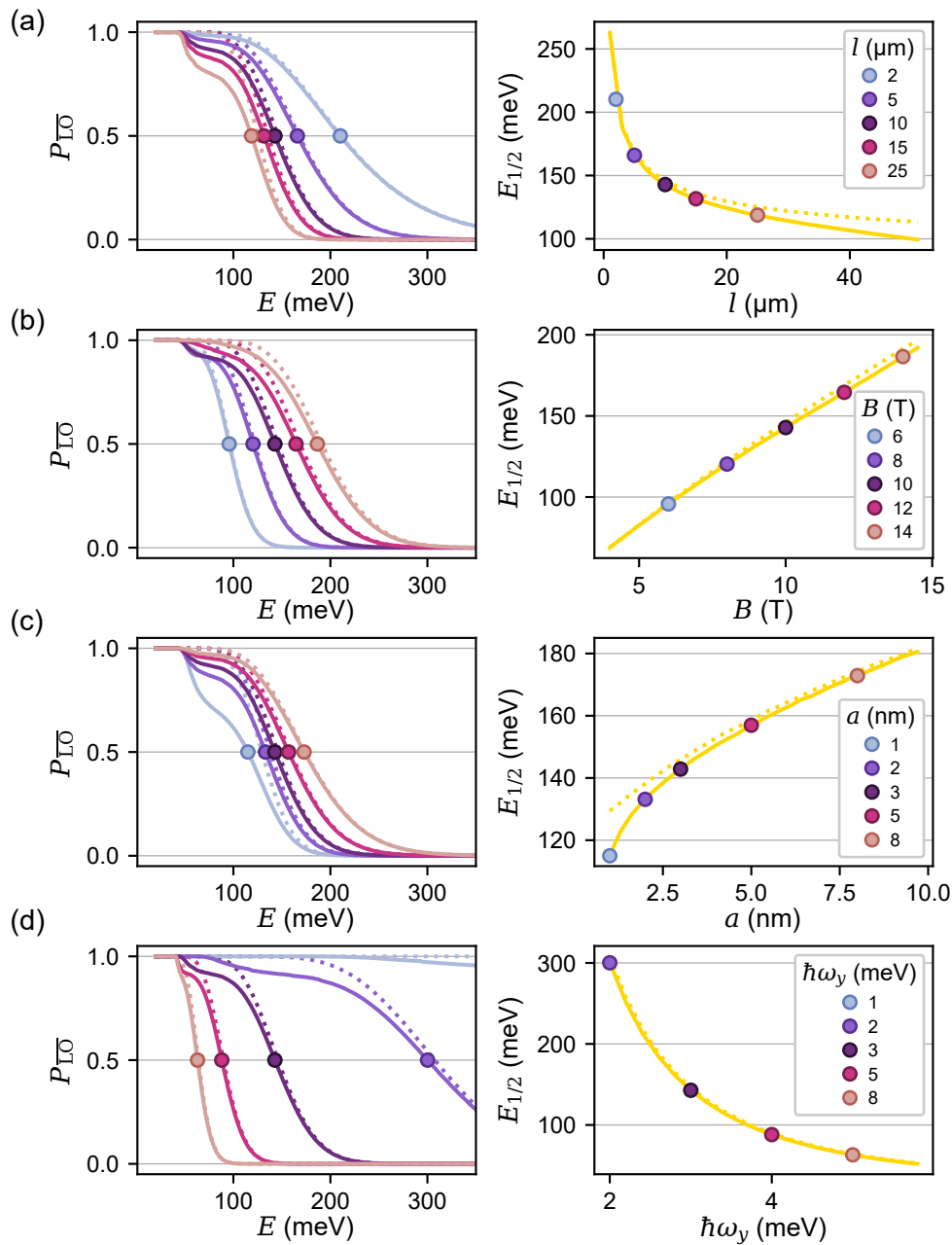


Abbildung 2.10: Modellierung der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\overline{\text{LO}}}$ mit Basis-Parametersatz $\hbar\omega_y = 3 \text{ meV}$, $B = 10 \text{ T}$, $l = 10 \mu\text{m}$ und $a = 3 \text{ nm}$ in Abhängigkeit einer Variation von (a) Wegstrecke l , (b) Magnetfeld B , (c) vertikaler Ausdehnung der Wellenfunktion a und (d) transversalem Einschlusspotential $\hbar\omega_y$. Links: Energieabhängigkeiten von $P_{\overline{\text{LO}}}$ für exemplarische Parameterwerte. Volle (gepunktete) Linien repräsentieren Ergebnisse mit (ohne) Einbeziehung des indirekten LO+LADP Pfades, jeweils dritte Kurve stellt gleichbleibenden Basis-Parametersatz dar. Rechts: Abhängigkeit von $E_{1/2} = E(P_{\overline{\text{LO}}} = 1/2)$ von zeilenweise variiertem Parameter (Symbole markieren Werte aus linker Spalte).

Abnahme von $E_{1/2}$, die prinzipiell bereits anhand von Gleichung 2.40 erwartet wurde. Für die spätere Auslegung von interferenzbasierten Schaltkreisen hebt dies die Bedeutung kompakter räumlicher Abmessungen für die Begrenzung der LO-Phonon-Emission hervor, wobei der Minimierung der Wegstrecke funktionelle Grenzen gesetzt sind.

In Abbildung 2.10b ist die Magnetfeldabhängigkeit dargestellt. Mit zunehmendem Magnetfeld steigt nach Gleichung 2.35 die relative räumliche Verschiebung der Mittelpunkte der Wellenfunktionen, folglich sinkt der LO Streuquerschnitt. Entsprechend sinken auch die Transferraten Γ^{LO} und die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit nimmt substantiell zu. Es ergibt sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang $E_{1/2} \propto B$. Zur Unterdrückung der Aussendung von LO Phononen sind folglich hohe Magnetfelder zu verwenden, wobei der experimentell zugängliche Bereich von Magnetfeldern begrenzt ist. Da die Emissionsraten von LADP und LO Phononen unterschiedliche Magnetfeldabhängigkeiten aufweisen [26], kann für den indirekten Pfad der LO-Phonon-Emission ein Optimum bei endlichem Magnetfeld existieren. Für die hier modellierten Parameter ist der in $E_{1/2}$ sichtbare Einfluss der indirekten LO-Phonon-Emission jedoch gering.

Ein weiterer Einflussfaktor der Elektron-Phonon-Wechselwirkungen ist die vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion, deren Einfluss auf $P_{\overline{\text{LO}}}$ anhand von Abbildung 2.10c betrachtet wird. Mit stärker werdendem Confinement ($a \downarrow$) steigen sowohl die LO als auch die LADP Raten, sodass die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit insgesamt sinkt. Die gepunktete Linie in der rechten Abbildung, die den Fall ausschließlich direkter LO-Phonon-Emission darstellt, zeigt einen näherungsweise linearen Anstieg in $E_{1/2}(a)$. Bei Berücksichtigung der indirekten LO-Phonon-Emission wird der Anstieg im Limit starken Confinements nichtlinear (volle Linie), da mit steigender Ausprägung der LADP-induzierten Stufe in $P_{\overline{\text{LO}}}$ diese zunehmend in den Mittelpunkt des zur Bestimmung von $E_{1/2}$ ausgewerteten Übergangs ($P_{\overline{\text{LO}}} = 0.5$) hineinwächst.

Zuletzt wird in Abbildung 2.10d der Zusammenhang zwischen transversalem Einschlusspotential $\hbar\omega_y$ und LO-Phonon-Emission betrachtet. Darin zeigt sich eine starke Abhängigkeit von ω_y , die in einer exponentiellen Abnahme von $E_{1/2}(\hbar\omega_y)$ resultiert. Ein steiles parabolisches Einschlusspotential begünstigt demnach die Emission von LO Phononen, wie anschaulich an der damit verbundenen Erhöhung des räumlichen Überlapps zwischen Ausgangs- und Zielzustand zu erkennen ist (vgl. Abb. 2.9b). Die Amplitude der indirekten LO-Phonon-Emission wird durch das transversale Einschlusspotential für den hier verwendeten Parametersatz nicht substantiell beeinflusst, im Wesentlichen moduliert das Randpotential den betroffenen Bereich an Emissionsenergien – in einer Untersuchung analog Abbildung 2.9c entspräche dies einer Verschiebung der Anstiege der Transferraten Γ in horizontaler Richtung. Aufbauend auf diesen Vorhersagen kann bei einer Manipulation des Einschlusspotentials eine substantielle Modulation der Streuung durch LO-Phonon-Emission [24, 26, 82] erwartet werden (vgl. auch Kap. 4.5.1).

EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

Das Themengebiet der Elektronen-Quantenoptik bringt einige Anforderungen an den experimentellen Aufbau mit sich, denen bei der Konzeption dieser Experimente Rechnung getragen werden muss und deren Umsetzung im ersten Teil dieses Kapitels vorgestellt wird. Zunächst einmal muss allgemein zur Beobachtung von Einzelelektroneneffekten eine Überlagerung durch thermische Anregungen vermieden werden, das heißt es muss eine ausreichend geringe Elektronentemperatur mit $k_B T \ll E_C$ gegeben sein, erreichbar durch Durchführung der Experimente in einem Kryostaten. Insbesondere erfordert als Grundlage von Interferenzen die Abstimmung von Elektronenwellenpaketen mit inhärent schmalen zeitlichen Ausdehnungen, ultimativ limitiert durch die Heisenbergsche Unschärferelation, unter anderem eine hochaufgelöste zeitliche Abtastung des Messsystems. Deren technische Umsetzung durch eine breitbandige Auslegung koaxialer und koplanarer Signalleitungen in einem Kryostaten mit supraleitendem Magnet wird nachfolgend im Kontext des Gesamtsystems erläutert. Zusätzlich wird der Herstellungsprozess der Probenstrukturen umrissen. Im zweiten Teil des Kapitels werden grundlegende Mess- und Auswertungsverfahren beschrieben, welche zur Vorcharakterisierung der vielfältigen funktionellen Komponenten der Einzelelektronenschaltung zum Einsatz kommen.

3.1 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus beginnt mit der Beschreibung des Kryostaten und der darin verbauten breitbandigen Koaxialleitungen. Darüber hinaus werden die daran angepasste, speziell für die Nutzung innerhalb eines supraleitenden Magneten entwickelten Probenaufnahme vorgestellt und die Integration in das Gesamtsystem beschrieben. Zum Abschluss wird in Kürze die Herstellung der Einzelelektronenschaltungen aus Halbleiterheterostrukturen zusammengefasst.

3.1.1 *Kryostat-System*

Hier kommt vor allem ein trockener ^3He - ^4He -Entmischungskryostat (Oxford Instruments, Triton 400) mit einer Basistemperatur der Mischungskammer von $< 50\text{ mK}$ zum Einsatz, dessen Funktionsprinzip in einschlägiger Literatur näher beschrieben ist [112, 113]. Der Kryostat ist mit einem 11 T-Magneten

Material	Dämpfung bei 1 GHz (dB m ⁻¹)	Therm. Leitfähigkeit bei 4 K (W cm K ⁻¹)
M1 [114]	0.8 (300 K)	4.88×10^{-4}
M2 [114]	< 0.3 (4 K)	2.64×10^{-5}
M3 [115]	0.58 (300 K)	<i>nicht spezifiziert</i> ¹

Tabelle 3.1: Spezifizierte Kenngrößen der verwendeten Festmantel-Koaxialkabel.

ausgestattet, der hier vor allem zur Reduzierung der Streuquerschnitte (Kap. 4) und zur Lenkung der propagierenden Elektronen (Kap. 4, 6 und 7) benötigt wird.

Der zur Anwendung kommende Kryostat ist mit einer Transfereinheit für den Probenwechsel ausgestattet, mit deren Hilfe sich der Probeneinbau deutlich beschleunigen lässt. Indem eine mit der Probe bestückte Transfereinheit an den meisten Temperaturstufen vorbei unmittelbar auf die Mischungskammer gesteckt wird, kann auf eine vollständige Aufwärmung und folgende Abkühlung des Gesamtsystems verzichtet werden. Dadurch wird ein kompletter Probenwechsel-Zyklus, welcher in einem System ohne Transfereinheit ca. drei Tage in Anspruch nimmt, hier problemlos binnen eines Tages möglich. Dies ist insbesondere für materialabhängige Untersuchungen vorteilhaft, die oft mit regelmäßigen Probenwechseln einhergehen. Die Abmessungen der Transfereinheit werden maßgeblich durch den Magneten begrenzt und bestimmen wiederum die Rahmenbedingungen hinsichtlich der Auslegung von Geometrie und thermischer Ankopplung der Probenaufnahme (Abschnitt 3.1.2).

Im Hinblick auf die hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten ballistischer Elektronen, die typischerweise in der Größenordnung von mehreren 10^4 m s^{-1} liegen [24, 82], und auf die geringe zeitliche Ausdehnung von Elektronenwellenpaketen von typischerweise wenigen zehn Picosekunden [29, 117] ist es erforderlich, die Experimente mit einer hohen zeitlichen Auflösung dynamisch steuern zu können. Dies wird durch die Ausstattung des Kryostaten mit insgesamt acht Leitungen aus Festmantel-Koaxialkabeln erreicht. Hierbei soll die Auswahl geeigneter Kabelmaterialien den verlust- und störungsarmen Transport von Signalen mit Bandbreiten bis in den GHz-Bereich hinein gewährleisten. Aus der Abwägung der bestmöglichen elektrischen Leitfähigkeit und der gleichzeitigen Berücksichtigung der zu begrenzenden thermischen Leitfähigkeit der Kabel fällt die Wahl auf folgende, auf die Temperaturstufen des Kryostaten abgestimmte Kabelkombination (Materialparameter in Tabelle 3.1):

M1 Raumtemperatur bis 4 Kelvin-Ebene: Coax Co. SC-219/50-SB-B
Silberbeschichteter Beryllium-Kupfer Innenleiter, Teflon Dielektrikum und Beryllium-Kupfer Außenleiter erlauben eine vergleichsweise verlustarme Signaltransmission bei noch vertretbarer thermischer Ankopplung der

¹ Die thermischen Leitfähigkeiten von sauerstofffreiem oder reinem Kupfer (M3) sind beide typisch ca. viereinhalb mal so groß wie die von Beryllium-Kupfer (M1) [116]. Die Silberbeschichtung des Innenleiters von (M3) trägt zusätzlich zur Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit bei.

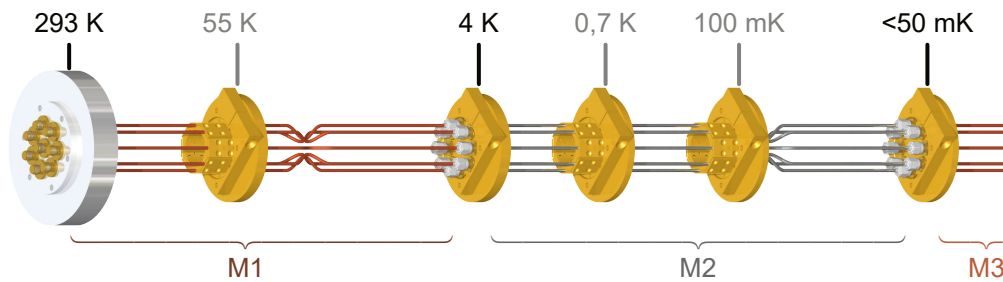


Abbildung 3.1: Materialauswahl und Befestigung der Festmantel-Koaxialkabel entlang der Temperaturstufen im Kryostaten mit verschraubten SMA-Steckverbindungen bei 293 K, 4 K und < 50 mK und Klemmverbindungen bei 55 K, 0,7 K und 100 mK. Temperaturstufen und Kabeltypen sind beschriftet.

4 K-Ebene (und damit des supraleitenden Magneten) an die Raumtemperaturumgebung. Es werden drei Leitungen dieser Art für breitbandigste Signale verbaut, die übrigen Leitungen werden zur Begrenzung der thermischen Last aus unbeschichteten Edelstahl-Koaxialkabeln gefertigt (Micro-Coax UT-085-SS-SS).

M2 4 K bis Mischungskammer (< 50 mK): Coax Co. SC-219/50-NbTi-NbTi Niob-Titan Innen- und Außenleiter, Teflon Dielektrikum. Die Supraleitfähigkeit der Kabel entkoppelt die darunterliegende Probe thermisch von den wärmeren Temperaturstufen und zeichnet sich durch die kleinstmögliche Dämpfung der HF-Signale aus.

M3 Mischungskammer bis Probenaufnahme: Micro-Coax UT-085C-LL Silberbeschichteter Kupfer Innenleiter, Teflon Dielektrikum geringer Dichte und Kupfer Außenleiter; der hohe Anteil an reinem Kupfer bedingt hohe elektrische und thermische Leitfähigkeiten, wobei letztere die thermische Ankopplung der Probenaufnahme an die Mischungskammer herstellt und damit die Grundlage der Kühlung der Probe darstellt.

Abgestimmte Kabellängen sollen die zeitlich präzise aufeinander ausgerichtete, simultane Anregung mehrerer Stellgrößen eines Experimentes sicherstellen.

Abgesehen von der Materialauswahl wirken sich auch die an den Übergabepunkten verbauten Steckverbinder auf die Dämpfung der Signalleitungen aus. Reproduzierbare und verlustarme Verbindungen werden hier durch die vorwiegende Verwendung von Crimp- statt Löt-Steckverbindungen erreicht (TE Connectivity 1050611-1). Da darüber hinaus Niob-Titan durch übliche Lote nicht benetzt wird [118], sind insbesondere für diese Leitungen Crimp-Steckverbindungen zwingend erforderlich. Grundsätzlich werden Steckverbindungen soweit technisch möglich eingespart, an drei Zwischenebenen des Kryostaten (55 K, 0,7 K und 100 mK) werden stattdessen die Außenmäntel der durchgehenden Kabel mittels einer Klemmverbindung thermalisiert. Dies ist in Abbildung 3.1 schematisch skizziert. Die verbleibenden Steckverbindungen werden als SMA-Steckverbinder ausgeführt, abgesehen vom Übergabepunkt

zur Probenaufnahme (Abschnitt 3.1.2), für welchen aus Platzgründen SMP-Steckverbinder zum Einsatz kommen.

Neben den auf die Anregung der Experimente ausgelegten, durchgängigen Leitungen werden für die zukünftige Verwendung eines RF-SETs als Ladungsdetektor [119] weitere Koaxialleitungen inklusive zusätzlich benötigter Komponenten eingezogen. Da diese im Rahmen dieser Arbeit noch nicht zum Einsatz kommen, wird dieser Teil des Aufbaus hier nicht näher vorgestellt (siehe stattdessen zum Beispiel Ref. [120]). Neben den koaxialen HF-Leitungen stehen zwölf verdrehte Aderpaare als DC-Leitungen zur Verfügung, die, ähnlich den Koaxialleitungen, aus einer Kombination von Kupfer und Niob-Titan zusammengesetzt sind.

3.1.2 Probenaufnahme

Die Probenaufnahme bündelt die insgesamt 8 koaxialen HF- sowie 24 einzeladrigen DC-Signalleitungen und führt diese der Halbleiterstruktur zu. Auch bei der Konstruktion der Probenaufnahme wird besonderes Augenmerk auf den verlustarmen Transport der HF-Signale gelegt, welcher durch die Impedanzanpassung der Leiterbahnen ermöglicht wird. Dafür wird hier die in Ref. [121] vorgestellte Probenaufnahme im Hinblick auf die Signaltransmission und den Einsatz im Magnetfeld weiterentwickelt. Bedingt durch die Platzierung innerhalb der Bohrung des Magneten ist die Abmessung der Probenaufnahme auf eine scheibenförmige Geometrie mit einem maximalen Durchmesser von 31 mm beschränkt. Eine vollständig bestückte Probenaufnahme inklusive montierter Halbleiter-Probe ist in Abbildung 3.2a gezeigt und in 3.2b ausschnittsweise vergrößert dargestellt. Abbildung 3.2c zeigt die Probenaufnahme im eingebauten Zustand mit der Anbindung an die Koaxialleitungen und einer zusätzliche Platine mit Tiefpass-Filtern für die DC-Leitungen (siehe auch Abschnitt 3.1.3).

Die Grundlage der Probenaufnahme bildet ein 635 μm dickes, keramikgefülltes Teflon-Laminat mit hoher relativer Permittivität (Rogers RO3010, $\epsilon_r \approx 10,2$ [122]), die der von Galliumarsenid ($\epsilon_r \approx 12,9$ [41]) ähnlich genug ist, um vergleichbare Abmessungen impedanzangepasster Leiterbahnen zu ermöglichen. In Ref. [121] wurden die HF-Leiterbahnen über die gesamte Länge (und damit unabhängig von der Leiterbahnbreite W) als koplanare Wellenleiter (CPWs) kalkuliert. Dies führt jedoch am Koaxialsteckverbinder-Ende der Signalleitung zu Abweichungen der tatsächlichen Impedanz von dem $50\ \Omega$ -Zielwert, da hier der berechnete Abstand S zwischen Signalleiter und Massefläche bereits über 40 % der Dicke des Dielektrikums entspricht. Insofern darf kaum mehr von der Ausprägung einer reinen CPW-Mode ausgegangen werden, sondern es liegt vielmehr ein massebezogener koplanarer Wellenleiter (GCPW) vor.

Hier erfolgt die Auslegung deshalb abhängig von der Leiterbahnbreite: Am klein-querschnittigen, der Probe zugewandten Ende wird die Leitung als CPW ausgelegt ($W_{\text{CPW}} = 150\ \mu\text{m} \rightarrow S_{\text{CPW}} \approx 117\ \mu\text{m}$; Berechnung auf Basis von Ref. [123]). Am größer-querschnittigen Ende des Koaxialsteckverbinders erfolgt die Auslegung demgegenüber als GCPW ($W_{\text{GCPW}} = 500\ \mu\text{m} \rightarrow S_{\text{GCPW}} \approx 471\ \mu\text{m}$;

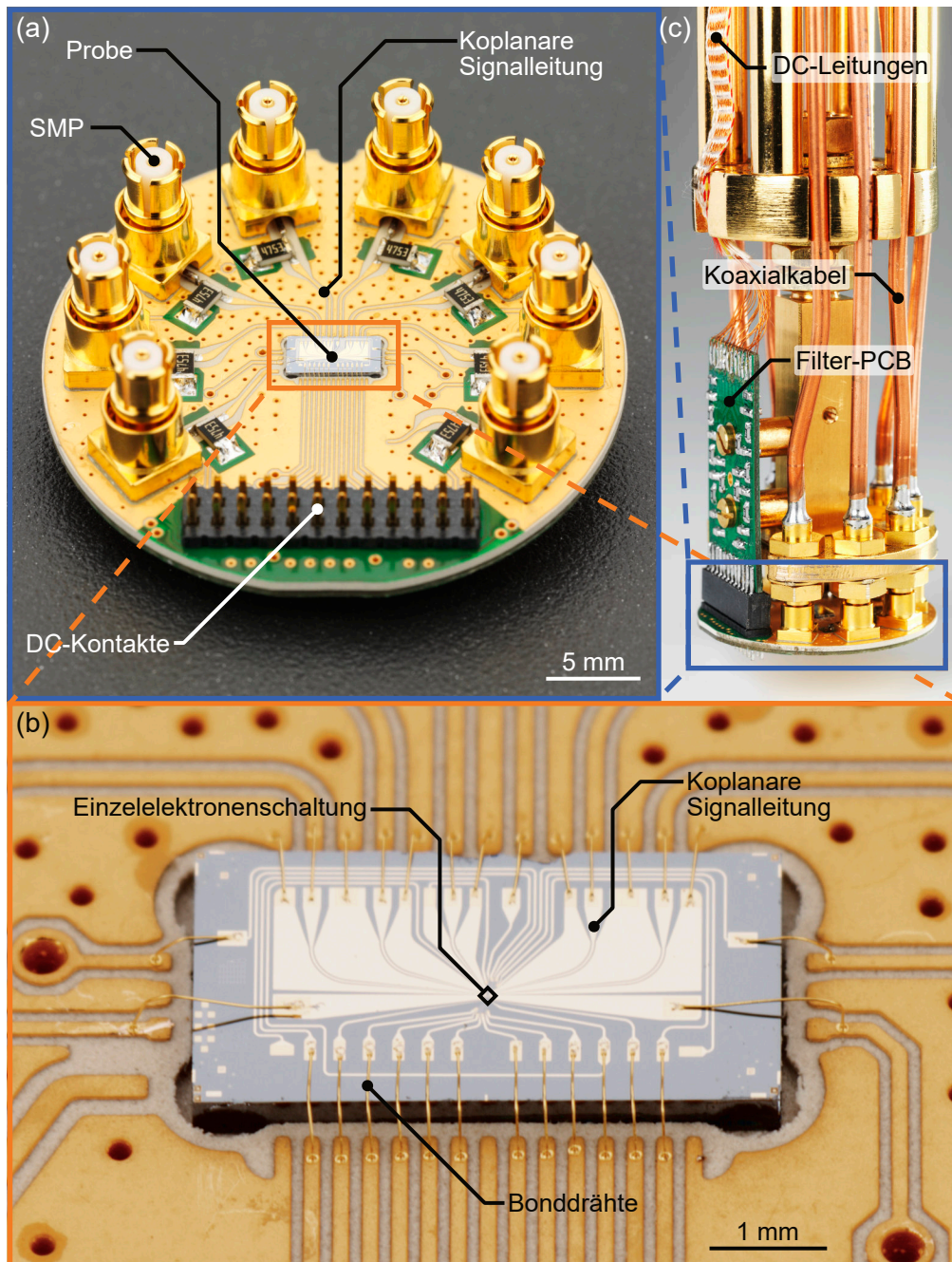


Abbildung 3.2: Kontaktierung einer Halbleiterprobe. (a) Probenaufnahme mit acht SMP-Steckverbindern mit koplanar geführten Signalleitungen und 24 DC-Signalen. Im Zentrum ist die kontaktierte Halbleiterprobe sichtbar. (b) Vergrößerte Ansicht der mittels Bonddrähten kontaktierten Probe, die ebenfalls mit CPW-Leitern ausgestattet ist. HF-Signale werden der Probe von der oberen Seite her zugeführt, DC-Signale von den übrigen drei Seiten. (c) Probenaufnahme im an die Transfereinheit montierten Zustand, d. h. im Verbund mit den Koaxial- und DC-Leitungen, wobei letztere zur Signalfilterung über eine zusätzliche Leiterplatte (PCB) zugeführt werden.

Berechnung durch [124]). Für die Überbrückung des Unterschieds zwischen den beiden Leiterbahnbreiten werden über eine Länge von 1 mm bis 1.5 mm W und S jeweils linear zwischen ihren Endwerten interpoliert, der größtmögliche Teil der Leitungen wird auf die CPW-Mode ausgelegt.

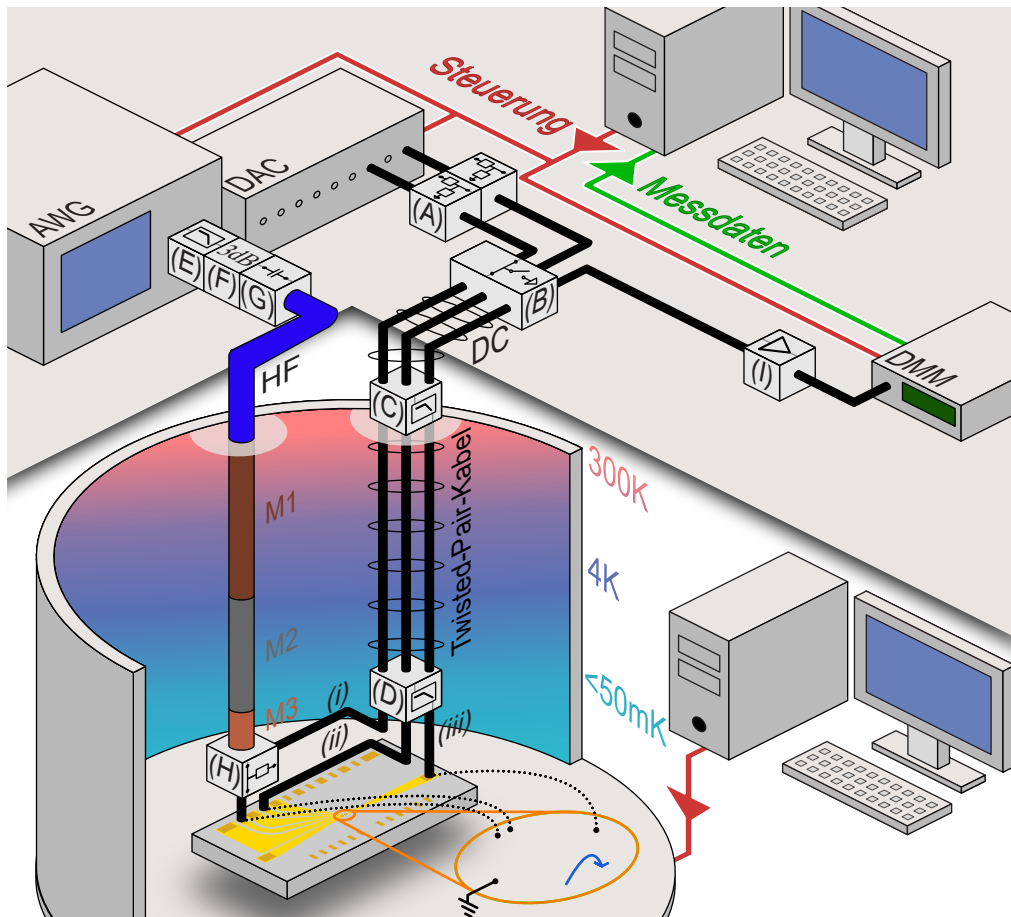
Zur Ankopplung der Hochfrequenz kommen SMP-Steckverbinder zum Einsatz (Rosenberger 19S102-40ML5), deren Außenmäntel zudem die thermische Ankopplung der Probenaufnahme an die Mischungskammer des Kryostaten herstellen. Eine zusätzliche thermische Ankopplung ist wegen des geringen Platzangebots innerhalb der Magnetbohrung und der Gesamtzahl der 32 darin untergebrachten Signalleitungen nicht möglich. Gold-Bonds stellen neben der elektrischen auch die thermische Ankopplung der Halbleiter-Probe an die Probenaufnahme her (Abb. 3.2b). In einer Messung der Coulomb-Blockade-Oszillationen wird in diesem System ohne HF-Modulationen eine Elektronentemperatur von knapp 130 mK beobachtet, bestimmt aus der temperaturabhängigen Verbreiterung der Coulomb-Blockade [52, 59]. Für die ab Kapitel 5 diskutierten Single-Shot-Messungen ist aufgrund der Abwesenheit eines kontinuierlichen Stromflusses eine Reduktion der Elektronentemperatur denkbar.

Alle HF-Leitungen erlauben das zeitgleiche Anlegen einer DC-Spannung. Dafür ist zu jedem SMP-Stecker ein 475 k Ω Dünnschicht-Widerstand montiert, der in Verbindungen mit außerhalb des Kryostaten in den Koaxialleitungen verbauten DC-Blocks ein Bias-Tee zur Addition der DC- und AC-Anteile bildet (siehe folgenden Abschnitt).

3.1.3 *Aufbau des Gesamtsystems*

Aufbauend auf der vorigen Beschreibung der Signalleitungen im Kryostaten und der Probenaufnahme wird nun die Zusammensetzung des Gesamtsystems vorgestellt, das in Abbildung 3.3 exemplarisch für den Fall einer Strommessung skizziert ist, wie sie zum Beispiel zur Vermessung einer SEP-Charakteristik benötigt wird (Abschnitt 3.2.3). Für eine derartige Versuchsanordnung kommen bereits die meisten der regelmäßig verwendeten Komponenten zum Einsatz (siehe Tabelle in Abbildung 3.3), wobei deren jeweilige Anzahl später abhängig von den spezifischen Anwendungen variiert. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die in diesem Minimalbeispiel aktiven Signalleitungen ausgewiesen. Dazu gehören eine einzelne der Koaxialleitungen (breite Leitung mit an Abb. 3.1 angepassten Farben) und drei der DC-Leitungen (schmalere, schwarze Verbindungen). Die im vorigen Abschnitt vorgestellte Probenaufnahme ist hier nicht separat dargestellt.

Als Anregungssignale werden im Beispiel der SEP-Charakterisierung zwei Kontrollspannungen benötigt, je ein rein statisches DC-Signal sowie eines mit einem zusätzlichen AC-Anteil. Die DC-Spannungen werden mithilfe einer Spannungsquelle erzeugt, die auf einem Analog Devices AD5791 Digital-Analog-Wandler (DAC) mit 20 bit Auflösung basiert. Die so erzeugten Gleichspannungen werden über BNC-Kabel geführt, individuell durch Spannungsteiler und eine erste Filterstufe geführt (*A*) und in ein Switchboard eingespeist (*B*).



Bez.	Komponente	Hersteller	Modell	Spezifikation
AWG	Arbiträrgenerator	Tektronix	AWG7122C	12 GS s^{-1}
DAC	Spannungsquelle	Selbstbau		$\pm 10 \text{ V}$, 20 bit
DMM	Multimeter	Keysight	34410A	6.5 Stellen
(A)	Tiefpass-Filter, Teiler	Selbstbau	RC-Tiefpass Sp.teiler	$f_G \approx 85 \text{ Hz}$ $1/11$ (typ.)
(B)	Switchboard	Selbstbau		
(C)	Tiefpass-Filter	Selbstbau	Zweistufen- LC-Tiefpass	$f_{G1} \approx 10.7 \text{ MHz}$ $f_{G2} \approx 33.9 \text{ MHz}$
(D)	Tiefpass-Filter	Selbstbau	RC-Tiefpass	$f_G \approx 1.6 \text{ MHz}$
(E)	Tiefpass-Filter	Mini-Circuits	VLF-6700+	DC – 6.7 GHz
(F)	Dämpfungsglied	Mini-Circuits	BW-S3W2+	3 dB
(G)	DC-Block	Mini-Circuits	BLK-18-S+	0.01 – 18 GHz
(H)	Bias-Tee Widerst.			475 k Ω
(I)	Stromverstärker	Femto	DDPCA-300	Verst. 1×10^8
		oder: Selbstbau		Verst. 5×10^8

Abbildung 3.3: Schema des experimentellen Aufbau inklusive tabellarischer Übersicht der im Allgemeinen verwendeten Geräte. Erläuterung siehe Text.

Dieses bündelt alle DC-Signale und führt sie von dort an doppelt geschirmt in verdrehten Aderpaaren dem Kryostaten zu. Am Punkt der Einspeisung in den Kryostaten werden alle Signalleitungen in zweistufigen LC-Tiefpass-Filtern erneut gefiltert (*C*). Innerhalb des Kryostaten erfolgt die Signalleitung ebenfalls in verdrehten Aderpaaren, die zu einem Flachbandkabel verwoben sind, das in einer letzten, tiefkalten Filterstufe (*D*) endet (bei System-Basistemperatur, auch sichtbar in Abb. 3.2c). Über die darin verbauten Dünnschichtwiderstände erfolgt dabei auch eine Thermalisierung der Zuleitungen. Die Auslegung der Signalfilterung insgesamt dient der starken Unterdrückung des in die Probe eingekoppelten elektrischen Rauschens sowie der daraus resultierenden Aufheizung des Elektronensystems. Der mehrstufige Aufbau der Filterung dient dabei auch dazu, entlang der insgesamt mehrere Meter langen Signalleitungen eingekoppelte Rauschsignale wieder herauszufiltern.

Getrennt davon wird das hochfrequente AC-Signal mit einem Arbiträrgenerator (AWG) erzeugt, mit einem Tiefpass (*E*) gefiltert, dessen Grenzfrequenz f_G etwa der halben Abtastrate des AWGs entspricht, sowie durch Dämpfungsglied (*F*) und DC-Block geführt (*G*). Über ein flexibles Koaxialkabel (Huber+Suhner MF141, in der Abbildung dunkelblau eingefärbt) wird das Signal dann am Kryostaten in die bereits beschriebenen Festmantel-Koaxialkabel eingekoppelt.

Die in der Abbildung als (*i*) und (*ii*) bezeichneten Signale definieren die Einzelelektronenpumpe, wobei für Signal (*i*) zum SEP-Antrieb je ein AC- und DC-Anteil addiert werden [Komponenten (*G*) und (*H*)] und Signal (*ii*) hier lediglich einen DC-Anteil hat. Das dritte dargestellte Signal (*iii*) führt das zu erfassende Stromsignal auf umgekehrtem Wege wieder aus dem Kryostat heraus, es wird bei Raumtemperatur verstärkt (*I*) und mit einem Digitalmultimeter (DMM) digitalisiert.

Das Massepotential des experimentellen Systems wird hier durch das Magnetnetzteil definiert. Durch den AWG wird infolge der fehlenden galvanischen Unterbrechung der Außenleiter der Koaxialkabel eine Erdschleife aufgespannt, die jedoch nicht sinnvoll vermeidbar ist. Die Spannungsquellen (DACs), Multimeter (DMMs) und Stromverstärker (*I*) hingegen besitzen differentielle Ein- bzw. Ausgänge oder werden batteriebetrieben versorgt, sodass auf diesen Signalfaden keine zusätzlichen Brummschleifen ausgebildet werden.

Zur Steuerung der Messungen in diesem Kryostat-System kommt eine umfangreiche, objektorientierte LabVIEW-Umgebung zum Einsatz. Diese steuert den gesamten Prozess von der Konfiguration der Signalquellen über das Abfragen der Ausleselektronik bis hin zu Echtzeit-Visualisierung, Abspeicherung und Katalogisierung der Messdaten. Diese Messumgebung ist eine gemeinsame Entwicklung mit N. Ubbelohde und D. Reifert und zeichnet sich unter anderem dadurch aus, dass eine große Bandbreite an unterschiedlichen Stellgrößen variiert werden kann, von einfachen DC-Spannungen bis zum Beispiel zu individuellen Wellenform-Parametern von HF-Anregungen. Zudem sind durch den modularen Aufbau Erweiterungen für spezifischere Messmethoden möglich, so zum Beispiel für die in Kapitel 5 diskutierte Single-Shot-Methode, welche in Anhang A.1 beschrieben wird.

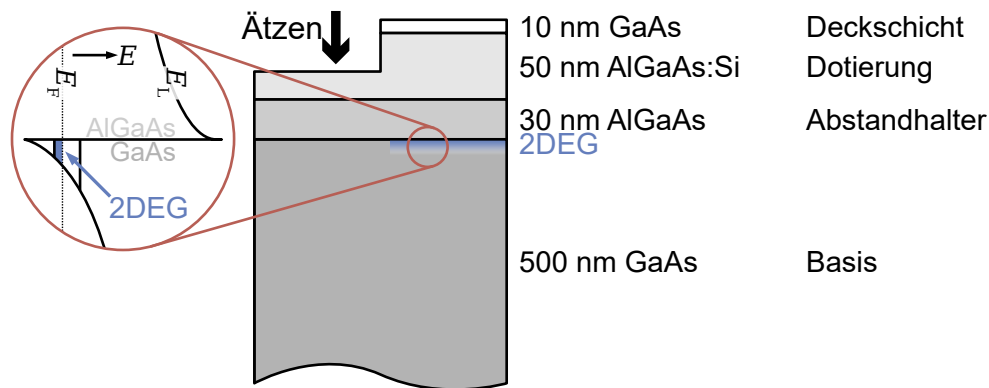


Abbildung 3.4: Oberster Teil eines typischen Schichtstapels der GaAs/AlGaAs Heterostrukturen inkl. Andeutung des nasschemischen Materialabtrags (breiter Pfeil). Schema links: Formung eines dreieckigen Potentialtopfes durch Unstetigkeit des Leitungsbands an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche bedingt Ausbildung des 2DEGs (blau).

3.1.4 Proben

Grundsätzlich bestehen alle hier untersuchten Proben aus einem lithografisch strukturierten zweidimensionalen Elektronengas (2DEG), ohmschen Kontakten und metallischen Elektroden. Die HF-Signalleitungen auf dem Substrat werden analog zu der zuvor vorgestellten Probenaufnahme wiederum als koplanare Wellenleiter ausgelegt (s. Abb. 3.2b), wodurch hier im Speziellen auch die Überkopplung zwischen den räumlich sehr dicht benachbarten AC-Signalen reduziert wird [121]. Für die im Rahmen dieser Arbeit bearbeiteten Themenkomplexe werden eine Vielzahl dedizierter Probengeometrien entwickelt, die ob ihres breiten Spektrums erst in den jeweiligen Themenkapiteln detailliert vorgestellt werden.

Grundlage aller Proben bilden GaAs/AlGaAs Heterostrukturen, die hauptsächlich von K. Pierz, H. Marx in zwei verschiedenen MBEs an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt gewachsen wurden, ergänzt durch Heterostrukturen der Gruppe um D. A. Ritchie an der University of Cambridge. Ein Schema des vorwiegend zum Einsatz kommenden epitaktischen Schichtstapels ist in Abbildung 3.4 gezeigt, in dem sich das 2DEG an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche ausbildet. Für eine Betrachtung des ballistischen Transports einzelner Nicht-Gleichgewichts-Elektronen (Kap. 4) unter dem Gesichtspunkt von Materialeinflüssen (Ladungsträgerdichte, Ladungsträgerbeweglichkeit, ...) werden eine Vielzahl Wafer mit unterschiedlichen Materialparametern und Parameter-Kombinationen prozessiert.

Die Strukturierung der hier konzipierten Probengeometrien erfolgt durch T. Gerster, D. Reifert, T. Weimann und N. Ubbelohde in einem mehrstufigen Prozess aus nasschemischem Ätzen, dem Metallisieren und Einlegieren ohmscher Kontakte sowie der Strukturierung von metallischen Chrom-Gold-Elektroden. Die Strukturierung erfolgt hier ausschließlich unter Anwendung von Elektro-

nenstrahlolithografie. Nähere Prozessdetails können den Referenzen [125, 126] entnommen werden.

Die fertig prozessierten Proben werden bei Raumtemperatur optisch kontrolliert. Abhängig von der Komplexität und Vielfalt unterschiedlicher Probengeometrien innerhalb einer Prozessierung erfolgt teilweise zudem eine elektrische Vorcharakterisierung mithilfe eines halbautomatischen Waferprobers, bei der 2DEG-Widerstände kontrolliert und Kurzschlüsse zwischen 2DEG und Elektroden aufgespürt werden.

Während des Abkühlvorgangs werden die feinen Metallelektroden, die zur Formung von Einzelelektronenpumpen, Quantenpunkten und Quantenpunkt-kontakten verwendet werden sollen, zum Zwecke der Reduzierung parasitären Burstrauschens typischerweise mit einer positiven Vorspannung von 100 mV bis 150 mV beaufschlagt [127].

3.2 CHARAKTERISIERUNGSVERFAHREN

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Entwicklung der Fähigkeit zum Betrieb komplexer Einzelelektronenschaltkreise, die aus mehreren funktionellen Komponenten zusammengesetzt sind. Der erfolgreiche Betrieb solcher Schaltkreise setzt zunächst einmal die fehlerfreie Funktionalität der individuellen Komponenten voraus. In diesem Abschnitt werden typische Messmethoden vorgestellt, die für grundlegende Charakterisierungen dieser Bauelemente sowie von Materialkenngrößen zum Einsatz kommen. Die Erläuterung beginnt mit den funktionellen Bauelementen, zu denen statische Barrieren, Quantenpunkte und Einzelelektronenpumpen gehören und endet mit Magnetotransportmessungen zur Bestimmung der Materialparameter.

3.2.1 Einzelne Barriere

Die einzelne elektrostatische Barriere mit energieabhängiger Transmission stellt das einfachste Bauelement dar, das innerhalb des zweidimensionalen Elektronengases als Grundlage der hier zur Anwendung kommenden Proben geformt werden kann. Indem eine auf dem Material aufliegende Elektrode mit einer relativ zum 2DEG negativen Spannung $V_{\text{Barriere}} < 0 \text{ V}$ beaufschlagt wird, kann das darunterliegende 2DEG verarmt und dadurch eine elektrostatische Barriere geformt werden. Derartige Barrieren kommen neben der Verwendung als Bestandteile komplexerer Bauelemente (s. folgende Abschnitte) auch isoliert zum Einsatz, zum Beispiel zur Injektion oder Detektion von Strömen. Das Paradebeispiel einer solchen isolierten Potentialbarriere ist der Splitgate-QPC, für den einige exemplarische Anwendungen in den Referenzen [128–137] gezeigt sind. In einem Teil dieser Experimente wird dabei die Leitwertquantisierung der QPCs im QHE-Regime auch zur kontrollierten Injektion bzw. Detektion von Strömen in spezifische(n) Rankanäle(n) ausgenutzt.

Hier wird zur Bildung einer einzelnen Barrieren anstelle von Splitgate-Elektroden nur eine einzelne Elektrode strukturiert, die das 2DEG vollständig überspannt (vgl. Abb. 3.5b). Für eine beispielhafte Barriere ist in Abbildung

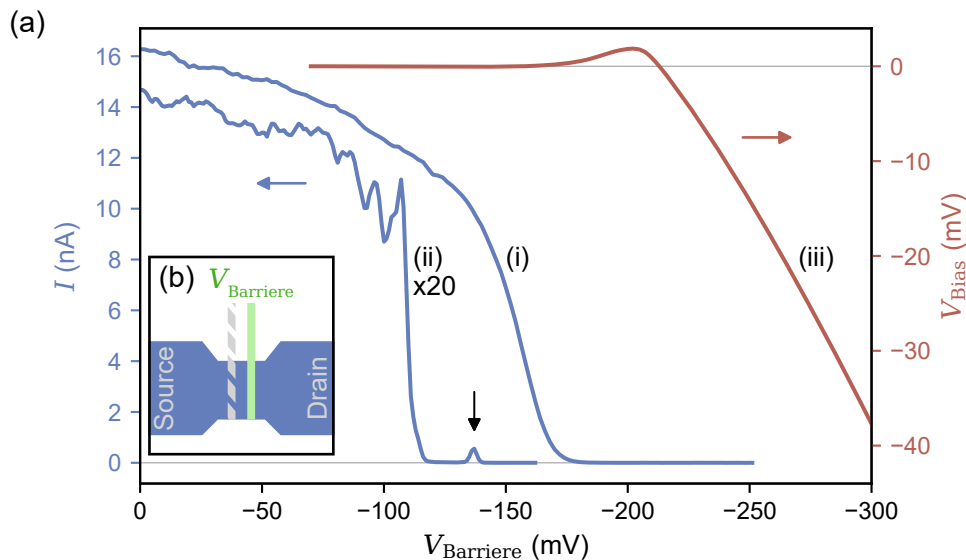


Abbildung 3.5: (a) Abschnür- und Barrierencharakteristik einer einzelnen Barriere [Skizze (b), weitere Barrieren geerdet] in Abhängigkeit der Elektrodenspannung V_{Barriere} . Linke Achse: Abschnürung durch Biasspannung $V_{\text{Bias}} = 50 \mu\text{V}$ induzierten Stromflusses durch einzelne Barriere ohne äußeres Magnetfeld (i) und in senkrechtem 10 T Magnetfeld (ii, 20-fach verstärkt). Schwarzer Pfeil markiert eine CB-Resonanz. Rechte Achse: Biasspannung zum Treiben eines 100 pA Stromes über die Barriere (iii, $B = 0 \text{ T}$).

3.5a als Kurve (i) die Abhängigkeit des durch eine geringe Biasspannung V_{Bias} getriebenen Stromes I von der Spannung V_{Barriere} gezeigt. Eine Barriere wird in dem Moment ausgeprägt, in dem der Stromfluss vollständig unterdrückt wird, hier ab $V_{\text{Barriere}} \lesssim -180 \text{ mV}$. Diese kritische Spannung wird als Abschnürspannung bezeichnet. Die ausbleibende Beobachtung von Leitwertquantisierungen an den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Barrieren könnte ein Zeichen dafür sein, dass die verwendete Elektrodenform in transversaler Richtung keine zur Ausbildung eines QPCs ausreichend schmale Engstelle hervorruft (vgl. Kap. 2.2).

Kurve (ii) zeigt eine abweichende Abschnür-Charakteristik, die für dieselbe Elektrode eine Messung innerhalb eines senkrecht anliegenden Magnetfeldes abbildet. Hier zeigt die einzelne Barriere ein Coulomb-Blockade-ähnliches Verhalten (schwarzer Pfeil), welches die Ausprägung eines parasitären Quantenpunktes anzeigt, der offenbar mit der durch das Magnetfeld ausgelösten Veränderung der Potentiallandschaft angekoppelt wird. Infolge der Coulomb-Blockade erfolgt die Abschnürung des Stromes in Kurve (ii) zugleich erheblich steiler. Für die spätere Anwendung von solchen Potentialbarrieren als simple Strahlteiler-Bausteine muss eine derartige Struktur der Barriere unbedingt ausgeschlossen werden, damit die Transmission von Elektronen nicht durch auftretende Coulomb-Blockade verfälscht wird. Komplexe elektronische Schaltungen bauen mitunter auf der Verwendung einer Vielzahl elektrostatischer

Barrieren auf, teilweise mehr als 10, sodass eine hohe Ausbeute dieser Barrieren Voraussetzung für den Schaltungsbetrieb ist.

Während die Barriere durch eine Elektrodenspannung V_{Barriere} geformt wird, ist für die Transmissionscharakteristik eines in Richtung der Barriere geleiteten Stromes die Energie E_{Barriere} entscheidend, bis zu bzw. ab der die einfallenden Elektronen im Fall einer ideal selektiven Barriere reflektiert bzw. transmittiert werden. Diese Energie, die im Folgenden als *Barrierrhöhe* bezeichnet wird, hängt vom zusätzlichen Einschlusspotential der unterhalb der Elektrode geformten Barriere ab (für einen idealen QPC ein sattelförmiges Potential, vgl. Kap. 2.2) und ist konzeptionell bedingt zunächst unbekannt. Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Barrierrhöhe besteht in der Bestimmung derjenigen Biasspannung V_{Bias} , die bei einer beliebigen Elektrodenspannung V_{Barriere} erforderlich ist, um einen Strom über die Barriere zu treiben (für eine Kalibration der Barrierrhöhe wäre auch der Einfluss von V_{Bias} auf dieselbe zu berücksichtigen). Hier wird für derartige Messungen eine Konstantstromquelle verwendet (Keithley 2636A), die einen Strom über die zu charakterisierende Barriere treibt und die dafür erforderliche Spannung V_{Bias} misst, sodass die Kalibration in einer einzelnen Kurve aufgenommen werden kann. Die Kalibration erfolgt bei Stromstärken in der Größenordnung von 100 pA und damit vergleichbar zu den bei typischen Antriebsfrequenzen von einigen hundert MHz SEP-generierten Strömen, sodass sich im zeitlichen Mittel typischerweise nur ein einzelnes heißes Elektron im System befindet und die Aufheizung des Elektronensystems begrenzt ist.

Eine derartige Kalibration ist in Abbildung 3.5a auf der rechten vertikalen Achse dargestellt (iii). Solange die Barriere nicht geformt ist, das heißt für geringe Amplituden von V_{Barriere} , resultiert $V_{\text{Bias}} \approx 0$ mV. Mit negativer werdendem V_{Barriere} wird im Zusammenhang mit der Ausbildung der Barriere in einem intermediären Bereich zunächst $V_{\text{Bias}} > 0$ mV beobachtet. Denkbar ist, dass in diesem Regime die Konstantstromquelle gegen die Gleichrichtung eines AC-Rauschsignals gegenregelt, welche bei Ausprägung der Barriere möglich wird. Wegen der sich daraus ergebenden Unsicherheit des Nullpunkts der Energiekalibration wird eine solche Messung nur zur Ableitung einer relativen Energiekalibration verwendet. Mit stärker negativ werdendem V_{Barriere} folgt dann eine monotone Abnahme von V_{Bias} , wobei $V_{\text{Bias}} < 0$ mV die zum Treiben des Konstantstromes erforderliche Anhebung des Source-Potentials ausdrückt, welches die Kalibration der Barrierrhöhe abbildet. Dabei skaliert die Barrierrhöhen für geringe V_{Bias} zunächst nichtlinear mit V_{Barriere} , nähert sich mit wachsender Barriere jedoch einem in guter Näherung linearen Zusammenhang an.

3.2.2 Quantenpunkte

Der Quantenpunkt stellt ein Schaltungselement dar, welches in den hier untersuchten Experimenten in verschiedenen Funktionen vorkommt. Zum Beispiel bildet ein Quantenpunkt die Grundlage der hier verwendeten Einzel-Elektronenpumpen. Die Ladeenergie E_C eines Quantenpunktes stellt dabei

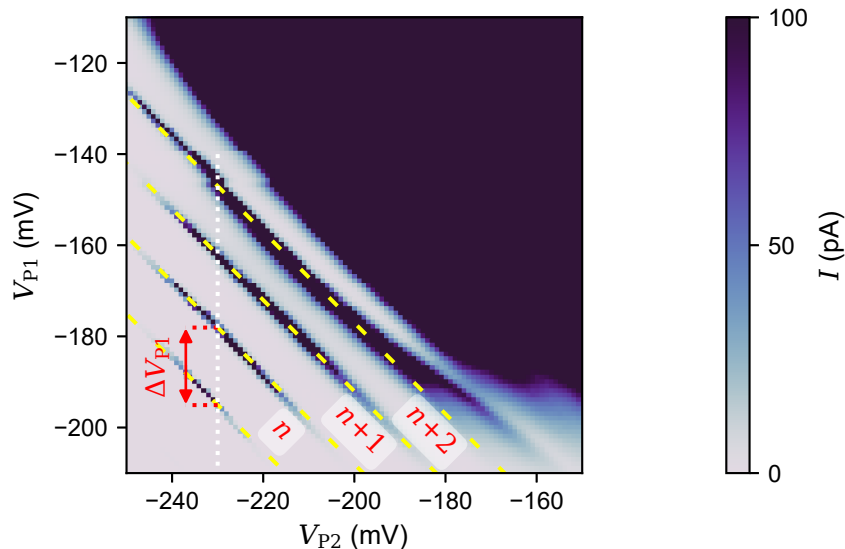


Abbildung 3.6: Stabilitätsdiagramm eines Quantenpunktes in Abhängigkeit der Spannungen an den einschließenden Barrieren G_{P1} und G_{P2} bei $V_{\text{Bias}} = 140 \mu\text{V}$. Darstellung im Aspektverhältnis von 1. Gestrichelte Linien markieren Resonanzen des QD-Zustandes, Beschriftung identifiziert die Zustände. Gepunktete Linie markiert Position der in Abbildung 3.7 gezeigten Messung.

einen der Einflussfaktoren des SEP-Einfangmechanismus dar und wirkt damit auch auf die SEP-Quantisierung [37, 77, 80]. Zwar ist E_C im SEP-Regime der dynamischen Modulation des Quantenpunktes (vgl. Kap. 2.4.1) für eine DC-Transportmessung unzugänglich, doch wird das Auftreten von Coulomb-Blockade-Oszillationen des statischen (d. h. unmodulierten) Quantenpunktes nach empirischen Beobachtungen als Voraussetzung für die Beobachtung quantisierten Einzelelektronentransportes im SEP-Betrieb betrachtet [125]. Hinsichtlich eines SEP-Quantenstromnormals wird so unter anderem die Reproduzierbarkeit der Ladeenergie von Quantenpunkten untersucht [125]. In anderer Funktion kommen Quantenpunkte darüber hinaus als Ladungsdetektoren zum Einsatz (Kap. 5 bis 7), deren Funktion auf einer Auslenkung des QD-Arbeitspunktes entlang einer CB-Oszillation basiert. Damit ist eine klare Ausprägung der Coulomb-Blockade für die Anwendung als Ladungsdetektor ebenfalls von Bedeutung. Schließlich können auch die im gleichen Zuge verwendeten Detektorinseln als ausgedehnte Quantenpunkte betrachtet werden. Die Charakterisierung der CB-Oszillationen stellt damit für einen Funktionstest nahezu aller hier untersuchten Einzelelektronenschaltungen ein maßgebliches Verfahren dar.

Ein Quantenpunkt kann in einem zweidimensionalen Elektronengas durch zwei elektrostatische Barrieren (hier als G_{P1} und G_{P2} bezeichnet) geformt werden, die in räumlicher Nähe zueinander liegen und Tunnelbarriere zu den beiden Zuleitungen Source und Drain bilden (vgl. Kap. 2.3.2). Abbildung 3.6 stellt für den einer Einzelelektronenpumpe zugrunde liegenden statischen Quantenpunkt den Strom in Abhängigkeit der beiden Barrierenspannungen dar. CB-Oszillationen sind hier in der oberen rechten Hälfte des Diagramms

erkennbar, wobei jede linienförmige Signatur die Resonanz mit einem der Quantenpunkt-Zustände $n, n + 1, \dots$ bedeutet. Zur Hervorhebung der Resonanzen sind gestrichelte Linien mit einer Steigung von $\Delta V_{P1}/\Delta V_{P2} = -1$ eingezeichnet, die nahezu kollinear zu den im Strom abgebildeten Strukturen verlaufen. Darin zeigen sich, auch wenn die absoluten Spannungen voneinander abweichen, in diesem Arbeitspunkt übereinstimmende Kapazitäten beider Elektroden an den Quantenpunkt, $C_{P1} \approx C_{P2}$, und damit eine symmetrische Lage des Quantenpunktes zwischen den beiden Elektroden. Für einen Abstand von $\Delta V_{P1} \approx 17 \text{ mV}$ zwischen den äußersten zwei sichtbaren Resonanzen folgt nach $C_{\text{Elektrode}} = e/\Delta V$ hier $C_{P1} \approx 9 \text{ aF}$ ($\approx C_{P2}$).

Ein Stabilitätsdiagramm wie in Abbildung 3.6 kann abweichend auch eine komplexere Struktur zeigen. Ein Beispiel dafür ist die Ankopplung eines zusätzlichen, parasitären Quantenpunktes, in dessen Folge sich ungleich komplexere Strukturen herausbilden (vgl. z. B. Ref. [138]). Die Ausbildung solcher parasitärer Doppelquantenpunkt-Systeme kann zum Beispiel durch die zufällige Lage von Störstellen bedingt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden insbesondere innerhalb eines senkrechten Magnetfeldes wiederholt Signaturen von Doppelquantenpunkten beobachtet. Grundsätzlich lassen sich auch Doppelquantenpunkt-SEPs betreiben [139, 140], für die Verwendung einer Einzelelektronenpumpe als Bauelement in einer größeren Schaltung werden aufgrund der geringeren Komplexität jedoch Einzelquantenpunkt-SEPs bevorzugt. Teilweise lässt sich die Ankopplung eines parasitären Quantenpunktes durch Verwendung einer zusätzlichen Elektrode G_{P3} (vgl. z. B. Ref. [141] oder Abb. 6.1b) unterdrücken.

Abbildung 3.7 zeigt alternativ ein Stabilitätsdiagramm als Funktion der über den Quantenpunkt angelegten Biasspannung V_{Bias} und der eine der beiden Tunnelbarrieren formenden Spannung (hier V_{P1} , während $V_{P2} = \text{const.}$). In diesem Diagramm bilden sich die in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Coulomb-Rauten heraus, basierend auf einer Verbreiterung des Transportfensters bei Erhöhung von $|V_{\text{Bias}}|$. Die Rauten sind analog zu Abbildung 3.6 wiederum entsprechend der verschiedenen QD-Zustände beschriftet. Die Ausdehnung dieser Rauten in Richtung von V_{Bias} geht auf den Abstand der Zustände im Quantenpunkt zurück und gibt somit die Ladeenergie $E_C = eV_{\text{Bias}}$ wieder, hier $E_C \approx 2.8 \text{ meV}$ (Pfeil). Auch in vertikaler Diagramm-Richtung entspricht die mit der vorigen Abbildung übereinstimmende Ausdehnung ΔV_{P1} des CB-Bereiches der Ladeenergie. Infolge der rein kapazitiven Ankopplung von V_{P1} geht in ΔV_{P1} zusätzlich der Hebelarm α_H der Elektrode auf die Barriere mit ein, welcher sich folglich als $\alpha_H^{P1} = \frac{E_C/e}{\Delta V_{P1}} \approx 0.17$ bestimmen lässt. Nach Gleichung 2.16 ergibt sich aus E_C zudem die Gesamtkapazität des Quantenpunktes als $C_\Sigma \approx 57 \text{ aF}$.

Bei einer Betrachtung des Quantenpunktes als Scheibenkondensator lässt sich aus dem Zusammenhang $C = 8\epsilon_0\epsilon_r r$ der Radius r dieses Kondensators näherungsweise abschätzen [58]. Hier ist $r \approx 62 \text{ nm}$ ($\epsilon_r = 12.9$), entsprechend einer QD-Fläche von $12 \times 10^{-15} \text{ m}^2$. Mit der nominellen Ladungsträgerdichte $n_e \approx 2.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ der zugrunde liegenden Heterostruktur liefert dies für den statischen Quantenpunkt einen Wert von 30 Elektronen als obere Abschätzung der Elektronenzahl.

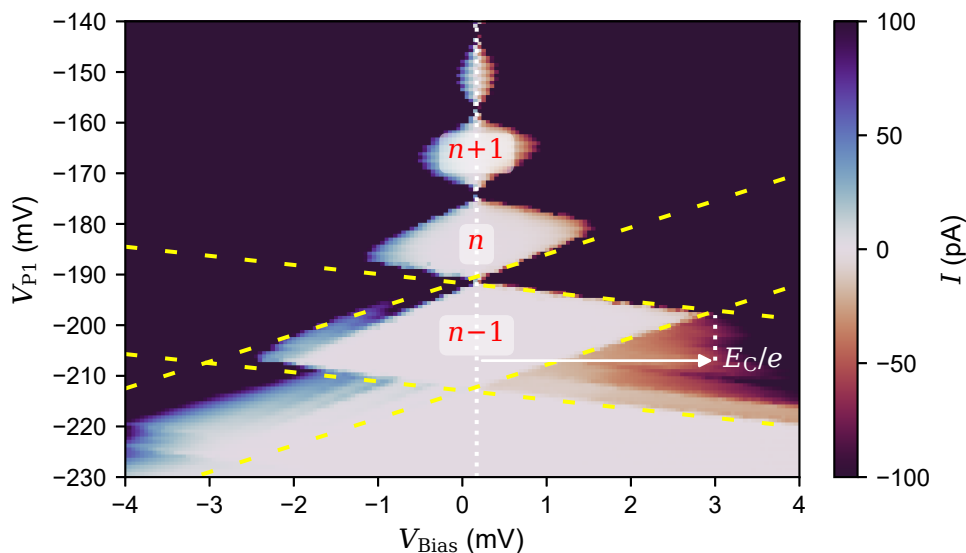


Abbildung 3.7: Messung der Coulomb-Rauten an derselben Probe wie in Abbildung 3.6. Rautenförmige Bereiche unterdrückten Stromtransportes mit unterschiedlicher Ausdehnung sind durch gestrichelte Linien skizziert und analog zu Abb. 3.6 beschriftet. Senkrechte gepunktete Linie markiert den Bias-freien Arbeitspunkt, Verschiebung zu $V_{\text{Bias}} = 0 \text{ mV}$ bedingt durch Offset der Spannungsquelle.

3.2.3 Einzelelektronenpumpen

Ein typisches Charakteristikum von Einzelelektronenpumpen stellt insbesondere in der Quantenmetrologie zur Abbildung der elektrischen Stromstärke [75, 142–144] die Genauigkeit dar, mit der pro Transferzyklus jeweils *ein* Elektron emittiert wird. Auch jenseits von Quantenstandards limitiert die Transfergenauigkeit der Elektronenquelle die in Transport- und Interferenzexperimenten zu erwartenden Sichtbarkeiten. So ist die Charakterisierung der Genauigkeit auch für die hier durchzuführenden Transportexperimente von Bedeutung, auch wenn die Anforderung im Vergleich zu einem Quantenstandard geringer ausfällt. Für den Betrieb einer Einzelelektronenpumpe wird der Quantenpunkt derart moduliert, dass er kontinuierlich den in Kapitel 2.4.1 beschriebenen Transportzyklus durchläuft. Im einfachsten Fall ist zum Antrieb dieses Zyklus ein einzelnes, sinusförmiges Wechsellspannungssignal ausreichend [70, 71]. Dieses Anregungssignal wird an die SEP-Eingangsbarriere G_{P1} angekoppelt und mit der Antriebsfrequenz f_P wiederholt. Das Regime des Einzelelektronenpumpens befindet sich üblicherweise in dem Bereich des Stabilitätsdiagramms (Abb. 3.6), in dem im statischen Zustand kein Stromtransport durch den Quantenpunkt möglich ist.

Abbildung 3.8a stellt eine typische Charakteristik einer Einzelelektronenpumpe dar, in welcher der auf ef_P normierte Strom I in Abhängigkeit von G_{P2} abgebildet wird. Darin treten ausgedehnte, quantisierte Plateaus bei ganzzahligen Vielfachen von ef_P auf, wobei mit abnehmender Höhe von G_{P2} (absolut zunehmendem V_{P2}) die Zahl n der pro Zyklus transferierten Elektronen stu-

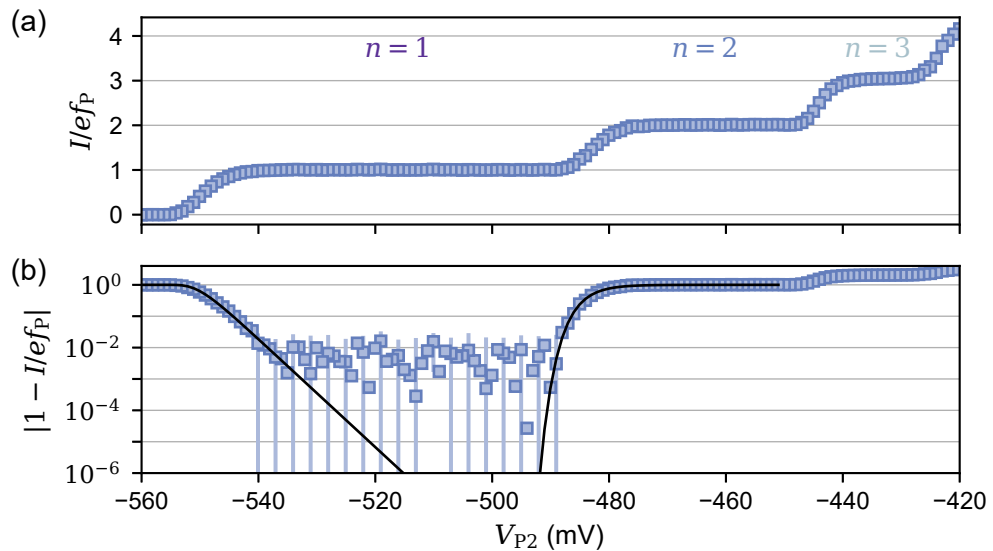


Abbildung 3.8: Typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer Einzelelektronenpumpe in Abhängigkeit der SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} , aufgenommen für $f_P = 50$ MHz und $B = 10$ T (Symbole). Fehlerbalken beinhalten statistische Streuung sowie Gain-Fehler von Stromverstärker und Multimeter; dargestellt für jeden dritten Datenpunkt. (a) Auf ef_P normierter Strom. (b) Darstellung der relativen Abweichung von $1ef_P$. Schwarze Linien: Decay-Cascade-Kurvenanpassungen.

fenförmig zunimmt. Vergleichbar den zuvor diskutierten Coulomb-Rauten wird hierin die Kopplung der Barriere auf den dynamischen Quantenpunkt erkennbar, welche die Anzahl der im Quantenpunkt gespeicherten Elektronen moduliert (vgl. Kap. 2.4.2). Im Normalfall gilt, dass alle in der Einzelelektronenpumpe eingefangenen Elektronen in der zweiten Zyklushälfte auch emittiert werden, sodass eine ansteigende Zahl von Elektronen pro Zyklus transportiert werden kann (Hauptplateaus). Im Extremfall $V_{P2} < -550$ mV kann kein einziges Elektron im Quantenpunkt eingefangen werden.

Abbildung 3.8b stellt dieselben Messdaten in einer alternativen Form als relative Abweichung des Stromes von $1ef_P$ dar. Im Bereich des $1ef_P$ -Plateaus befinden sich die minimalen gemessenen Abweichungen in der Größenordnung von 10^{-2} bis 10^{-3} , begrenzt durch die eingesetzte Messtechnik. Für eine erste Abschätzung der tatsächlichen Präzision des Pumpprozesses wird typischerweise die Extrapolation einer Kurvenanpassung nach dem Decay-Cascade-Modell (vgl. Kap. 2.4.2) herangezogen (bspw. Ref. [75, 145–147]). Schwarze Linien stellen eine solche Kurvenanpassung an das Decay-Cascade-Modell dar (Gl. 2.25), wobei die doppelt-exponentielle Kurvenform des Modells die Messdaten akkurat beschreibt. Dies ist ein Indiz dafür, dass der Arbeitspunkt dieser Einzelelektronenpumpe in der Tat im athermischen (Decay-Cascade) Grenzfall des Transportregimes [37] liegt. Eine Extrapolation dieser Kurvenanpassung in den Bereich des $1ef_P$ -Plateaus, in dem die gemessene Abweichung von $1ef_P$ durch die Auflösungsgrenze der Messung dominiert wird, deutet an, dass die Genauigkeit dieser Einzelelektronenpumpe voraussichtlich um viele Größen-

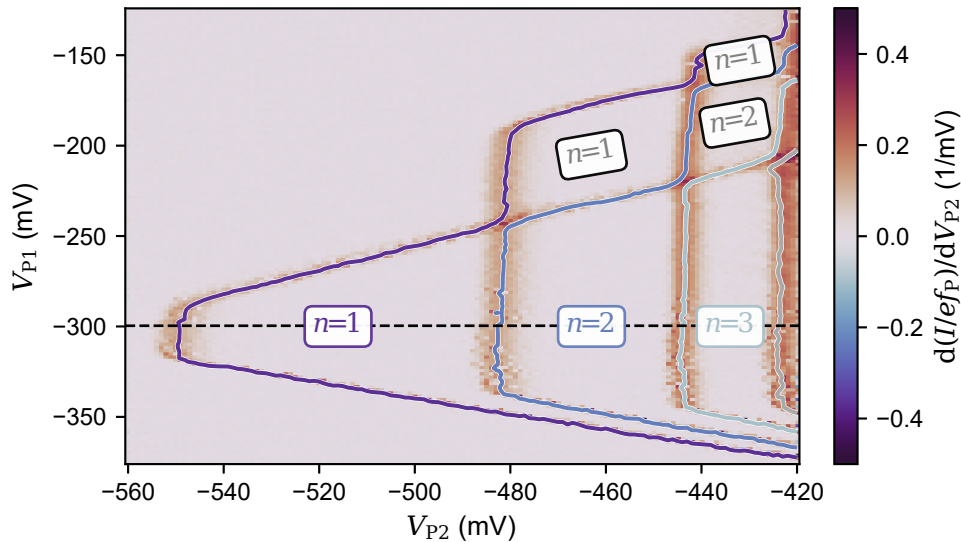


Abbildung 3.9: Typische Charakterisierung des von einer Einzelelektronenpumpe erzeugten Stromes in Abhängigkeit der Arbeitspunkte der SEP-Barrieren G_{P1} und G_{P2} , aufgenommen für $f_P = 50$ MHz und $B = 10$ T. Darstellung der Ableitung des auf ef_P normierten Stromes, Konturlinien zur Hervorhebung der Plateaus sind für $I = (n - 0.5)ef_P$ überlagert ($1 \leq n \leq 4$). Gestrichelte Linie markiert Position der Messung aus Abbildung 3.8.

ordnungen besser ausfällt als die $\approx 10^{-2}$ Auflösungsgrenze dieser Strommessung. Für die dazwischenliegenden Größenordnungen kann anhand dieser Strommessung keine Aussage darüber getroffen werden, ob die Fehlerrate der Einzelelektronenpumpe ausschließlich durch den Rücktunnelprozess im Rahmen des Decay-Cascade-Modells vorgegeben wird oder ob alternativ weitere, hier experimentell nicht auflösbare Fehlermechanismen auftreten. Eine Reduktion der Messunsicherheit ist durch Erhöhung der Integrationszeit möglich, wobei das Erreichen einer metrologischen Genauigkeit durch die erforderlichen Rückführungen auf weitere Quantenstandards (Josephson-Spannungsnormal [148, 149] und Quanten-Hall-Widerstandsnormal [86, 150]) einen deutlich komplexeren Messaufbau erfordern würde (vgl. z. B. Ref. [76, 126, 144]). Hier wird zur Absenkung der Auflösungsgrenze die Transfercharakteristik dieser Einzelelektronenpumpe in Kapitel 5.5 alternativ mittels eines Ladungsdetektors erneut betrachtet werden.

Abbildung 3.9 stellt als zweidimensionale Abbildung zusätzlich die Abhängigkeit von G_{P1} dar. Die Plateaus besitzen auch in G_{P1} -Richtung eine begrenzte Ausdehnung. Die Begrenzung der Plateaus in Richtung maximal negativer V_{P1} gibt eine Limitierung durch das Einladen von Elektronen in die Einzelelektronenpumpe wieder. Unterhalb dieser Grenze liegt G_{P1} im unmodulierten Zustand so hoch, dass die periodische Modulation nicht zur Ankopplung an die Zuleitung und somit für die Befüllung der Einzelelektronenpumpe im Einladeprozess ausreicht. Die Kante am gegenüberliegenden Ende des Plateaus beschreibt demgegenüber eine Begrenzung durch das Ausladen von Elektronen ($V_{P1} > -250$ mV für Plateau $n = 1$). Oberhalb dieser Kante lie-

gen die Zustände zwar niedrig genug, dass sie im Einladeprozess beladen werden können, allerdings reicht die Modulationsamplitude nicht mehr zum Auswurf sämtlicher Elektronen über G_{P2} aus. In der Folge bilden sich Nebenplateaus im Bereich $1 \leq n_{\text{Nebenplateau}} \leq n_{\text{Hauptplateau}} - 1$ benachbart zu den Hauptplateaus mit $n_{\text{Hauptplateau}} > 1$ aus (alle $n \in \mathbb{N}$), für die mit absolut zunehmendem V_{P1} sukzessiv Elektronen aus tiefer liegenden Zuständen nicht mehr ausgeladen werden können. Aus diesem Zusammenhang resultiert zudem eine Abhängigkeit von der Modulationsamplitude [72], wobei die Ausdehnung der Hauptplateaus in G_{P1} -Richtung mit steigender Amplitude zunimmt. Eine tiefer gehende Beschreibung der Plateauform wird zum Beispiel in Ref. [146] diskutiert.

3.2.4 Magnetotransportmessungen

Magnetotransportmessungen können zur Bestimmung verschiedener Materialkenngrößen von 2DEGs verwendet werden. Ein Beispiel hierfür ist die Bestimmung der Ladungsträgerbeweglichkeit μ_e , welche einen Zugriff auf eine mittlere Streuzeit erlaubt und somit eine für Transportexperimente generell interessante Kenngröße darstellt. Die Ladungsträgerbeweglichkeit wird regelmäßig auch zur Beurteilung der Qualität von 2DEGs herangezogen, wengleich sie tatsächlich keinen direkten Rückschluss auf selbige erlaubt [151]. Ein anschauliches Beispiel für eine solche Heranziehung ist die Untersuchung fraktionaler Quanten-Hall-Zustände wie $\nu = \frac{5}{2}$, für deren Beobachtung lange Zeit hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten als maßgebliches Kriterium betrachtet wurden, für die aber zwischenzeitlich auch experimentell gezeigt wurde, dass eine derartige Klassifizierung allein unzureichend ist [152, 153]. Auch wenn eine bestimmte Ladungsträgerbeweglichkeit demnach kein hinreichendes Auswahlkriterium darstellt, kann die Kenngröße als Orientierungshilfe für die Vorauswahl geeigneter Probenmaterialien dennoch nützlich sein.

Zu den Parametern, deren Bestimmung in diesem Abschnitt vorgestellt wird, gehören neben μ_e die Ladungsträgerdichte n_e sowie die Transport- und Quantenstreuzeiten τ_t und τ_q . Der Messaufbau, der für diese Messungen verwendet wird, unterscheidet sich dabei von den zuvor vorgestellten Messverfahren. Von dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Aufbau werden lediglich die DC-Signalleitungen verwendet [(B) bis (D) in Abb. 3.3]. Die Aufnahme der Längs- und Querwiderstände R_{xx} und R_{xy} erfolgt dann als Lock-in-Messungen mit zwei synchronisierten Ametek 7270 Lock-in-Verstärkern (Probe in Hall-Bar-Geometrie mit $10\text{ M}\Omega$ Vorwiderstand in Reihe; 1 V Oszillationsamplitude zur Aufprägung eines 100 nA Wechselstromes; Oszillationsfrequenz 12.5 Hz).

Abbildung 3.10 zeigt eine beispielhafte Magnetotransportmessung an dem Probenmaterial, aus dem auch die in Kapitel 6 verwendete Probe besteht. Der Quer- bzw. Hall-Widerstand R_{xy} zeigt im Niederfeldbereich die zu erwartende lineare Magnetfeldabhängigkeit. Ab einem Feld von wenigen 100 mT wird hier die Ausbildung der im QHE erwarteten Hall-Plateaus sichtbar, das $\nu = 10$ Plateau ($R_{xy} = R_K/10$) liegt hier bei knapp 800 mT . Aus dem Drude-Modell

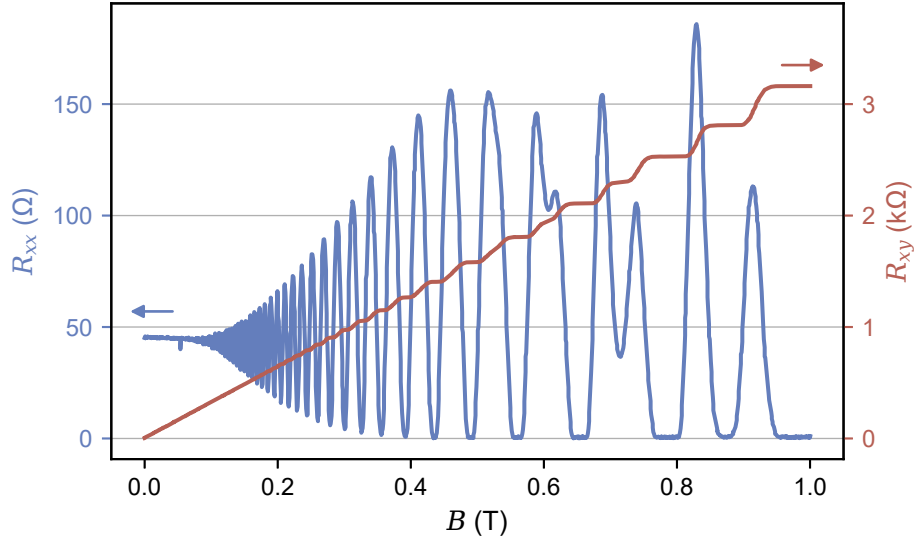


Abbildung 3.10: Messung der Längs- und Hall-Widerstände R_{xx} und R_{xy} einer Hall-Probe in Abhängigkeit des Magnetfeldes B bis zu 1 T.

kann die Ladungsträgerdichte n_e aus der Steigung des Hall-Widerstandes R_{xy} um $B = 0$ T berechnet werden, es gilt der Zusammenhang

$$n_e = \frac{1}{e} \left(\frac{dR_{xy}}{dB} \right)^{-1}. \quad (3.1)$$

Für die Daten in Abbildung 3.10 ergibt sich hiermit ein Wert von $n_e \approx 1.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. In Verbindung mit dem Längswiderstand bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes, $R_{xx}^0 = R_{xx}(B = 0 \text{ T})$, ergibt sich zudem die Ladungsträgerbeweglichkeit μ_e gemäß

$$\mu_e = \frac{l_H/b_H}{en_e R_{xx}^0}. \quad (3.2)$$

Dabei beschreiben die Breite b_H und der Abstand l_H zwischen zwei benachbarten Abgriffen die Geometrie des Hall-Bars. Mit $b_H = 200 \mu\text{m}$ und $l_H = 300 \mu\text{m}$ folgt daraus für die Beispieldaten ein Wert von $\mu_e \approx 1.07 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die Transportstreuzeit τ_t ergibt sich dann als

$$\tau_t = \frac{\mu_e m_e^*}{e}, \quad \text{hier } \tau_t \approx 40.6 \text{ ps}. \quad (3.3)$$

Im Längswiderstand R_{xx} sind oberhalb von ca. 100 mT die Shubnikov-de Haas-Oszillationen sichtbar, in deren Folge R_{xx} synchron zu der Periodizität der Plateaus in R_{xy} verschwindend gering wird. Die SdH-Oszillationsperiode wird durch die Ladungsträgerdichte vorgegeben, sodass sich aus dem Abstand der lokalen Maxima in R_{xx} eine zweite Möglichkeit zur Extraktion von n_e ergibt (z. B. Ref. [46]), welche anhand von Abbildung 3.11 dargestellt wird. In Abbildung 3.11a sind hierfür erneut die SdH-Oszillationen dargestellt. Die Positionen der Maxima in R_{xx} sind durch Symbole gekennzeichnet. In Abbildung 3.11b sind über dem inversen Magnetfeld $1/B$ die fortlaufenden Indizes

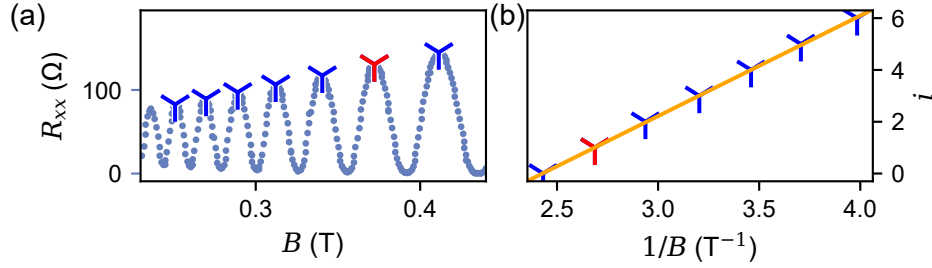


Abbildung 3.11: Bestimmung der Ladungsträgerdichte n_e aus SdH-Oszillationen. (a) Magnetfeldabhängige SdH-Oszillationen im Längswiderstand R_{xx} (Punkte). Extrahierte Maxima der Oszillationen hervorgehoben (blaue Symbole, ein beispielhafter Datenpunkt in rot). (b) Abbildung des fortlaufenden Index i der in (a) markierten Maxima über dem inversen Magnetfeld (Symbole) mitsamt linearer Kurvenanpassung (Linie).

i dieser Maxima abgebildet. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, aus dessen Steigung die Ladungsträgerdichte gemäß

$$n_e = \frac{2e}{h} \frac{di}{d(1/B)} \quad (3.4)$$

hervorgeht. Dies ergibt hier einen Wert von $n_e^{\text{SdH}} \approx 1.88 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, welcher in guter Näherung konsistent zu dem zuvor aus der Steigung von R_{xy} bestimmten Wert von $n_e^{\text{Rxy}} \approx 1.95 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ausfällt.

Eine weitere Kenngröße, die auf Basis der SdH-Oszillationen bestimmt werden kann, ist die Quantenstreuzeit τ_q . Grundlage dessen ist die mit steigendem Magnetfeld zunehmende Amplitude der Oszillation in R_{xx} . Abbildung 3.12a stellt die bereits in Abb. 3.11a gezeigten Daten erneut dar. Zusätzlich sind hier auch die Minima in R_{xx} hervorgehoben, anhand derer die Widerstandsänderung ΔR_{xx} bestimmt wird. Diese wird dann wie in den Referenzen [154, 155] gezeigt in einem Dingle Diagramm aufgetragen, welches in Abbildung 3.12b beispielhaft dargestellt ist und die Amplitude von ΔR_{xx} in der Form

$$A_{\text{Dingle}} = \ln \left(\frac{\Delta R_{xx}}{R_{xx}^0 \chi(T)} \right) \quad (3.5)$$

über dem inversen Magnetfeld abbildet. Dabei beschreibt der thermische Dämpfungsfaktor χ den Temperatureinfluss in der Form

$$\chi(T) = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c) / \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c).$$

In dieser Darstellung bildet sich wiederum ein linearer Zusammenhang heraus, dessen Steigung proportional zur Quantenstreuzeit ist. Es gilt

$$\tau_q = -\frac{\pi m_e^*}{e} \left(\frac{dA_{\text{Dingle}}}{d(1/B)} \right)^{-1}, \quad (3.6)$$

für Abbildung 3.12b folgt daraus ein Wert von $\tau_q \approx 2.8 \text{ ps}$.

Für ein homogenes zweidimensionales Elektronengas sollte die Extrapolation von A_{Dingle} nach $(1/B) = 0 \text{ T}^{-1}$ modellbedingt durch $\ln(4)$ verlaufen

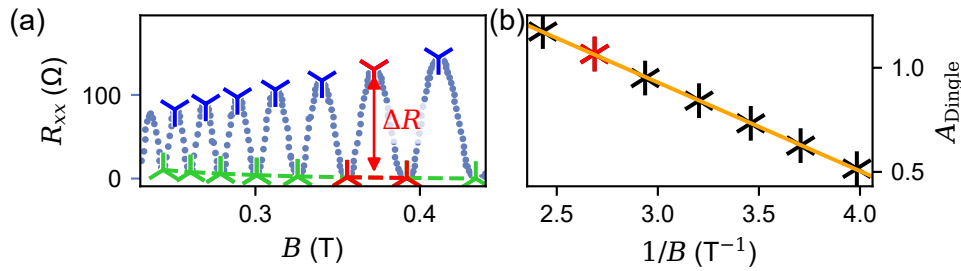


Abbildung 3.12:

Bestimmung der Quantenstreuzeit τ_q aus SdH-Oszillationen. (a) Magnetfeldabhängige SdH-Oszillationen mit extrahierten Maxima wie in Abb. 3.11. Zusätzliche Hervorhebung der zugehörigen Minima (grüne Symbole und gestrichelte Linie) zur Bestimmung der Widerstandsdifferenz ΔR , die an einem Datenpunkt beispielhaft hervorgehoben ist (rot). (b) Dingle Diagramm: Darstellung der aus (a) extrahierten Widerstandsänderungen in der Form nach Gleichung 3.5 über dem inversen Magnetfeld (Symbole) mitsamt linearer Kurvenanpassung (Linie).

[155, 156]. Diese Bedingung wird in experimentellen Beobachtungen mitunter verletzt, die Steigung der linearen Kurvenanpassung erlaubt jedoch trotzdem eine gute Näherung von τ_q [155]. Für 2DEGs mit sehr hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten oder solche mit Inhomogenitäten können sich zudem auch Abweichungen von der linearen Form ergeben [155, 156], die in den in dieser Arbeit verwendeten Proben jedoch nicht beobachtet werden.

In Anbetracht dessen, dass die beiden Streuzeiten τ_t und τ_q kurzreichweitige Streuprozesse unterschiedlich gewichten, kann deren Verhältnis τ_t/τ_q für eine Abschätzung der dominierenden Streuprozesse herangezogen werden [157, 158]. Hier liefert $40.6 \text{ ps}/2.8 \text{ ps} = 14.5 \gg 1$ ein Indiz dafür, dass langreichweitige Streuprozesse dominierend sind.

3.3 ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Kapitel wurden die fundamentalen experimentellen Techniken eingeführt, welche die Grundlage der im folgenden Teil dieser Arbeit vorgestellten Experimente bilden. Es wurden zunächst das Kryostat-System und dessen Ausrüstung vorgestellt, wobei ein besonderes Augenmerk auf den störungsarmen Transport von Hochfrequenzsignalen gelegt wurde, welcher im Speziellen für die Anregung von EQO-Experimenten von Bedeutung sein wird. Im Zuge der Einordnung in den vollständigen Experimentieraufbau wurden auch die verwendeten Messgeräte kurz benannt.

Neben der technologischen Seite des Experimentes wurden grundlegende Charakterisierungsverfahren vorgestellt, die zur Einschätzung der Funktionalität von Proben regelmäßig zum Einsatz kommen. Neben der Bestimmung von Materialkenngrößen wie der für den elektrischen Transport interessanten Ladungsträgerbeweglichkeit aus Magnetotransportmessungen gehören dazu die aufeinander aufbauenden Beschreibungen der funktionalen Komponenten. Die Eigenschaften der hier untersuchten Komponenten – zum Beispiel die Cha-

rakteristik der Abschnürung von Barrieren, das Auftreten von CB-Oszillation in Quantenpunkten oder die Genauigkeiten von Einzelelektronenpumpen – beschreiben die Grundlage einer Kombination mehrerer dieser Elemente in Einzelelektronenschaltkreise, welche in den folgenden Kapiteln in unterschiedlicher Komplexität zur Anwendung kommen werden.

ELEKTRONISCHER TRANSPORT BEI ÜBERSCHUSSENERGIEN

Experimente aus dem Feld der Elektronen-Quantenoptik zielen darauf ab, die Quanteneigenschaften von Elektronen auszunutzen und etwa in Form von Interferenzen sichtbar zu machen, sind damit jedoch auch entsprechend empfindlich gegenüber zusätzlichen Wechselwirkungsprozessen. Für EQO-Experimente mit ballistischen Elektronen, welche in dieser Arbeit im Fokus stehen, kommen als Wechselwirkungen verschiedene Streuprozesse infrage, die auf dem Pfad zwischen der Elektronenquelle und dem Detektor auftreten können. Die perspektivisch erforderlich werdende Unterdrückung dieser Streuprozesse setzt zuvor ein Verständnis der Wechselwirkungsmechanismen voraus, welches wiederum durch den Abgleich zwischen modellhafter Vorstellung und experimenteller Beobachtung fundiert sein sollte. Darauf ausgerichtete Untersuchungen werden in diesem Kapitel diskutiert.

Betrachtet wird der Transport von Elektronen hier in einem starken senkrechten Magnetfeld von typischerweise 10 T, im Quanten-Hall-Effekt-Regime entspricht dies für Ladungsträgerdichten der verwendeten Proben im Bulk einem Füllfaktor in der Größenordnung von $\nu \approx 1$ (wobei die Ladungsträgerdichte in den hier erzeugten Nanostrukturen gegenüber dem Bulk typischerweise um bis zu 50 % verarmt ist, sodass der Füllfaktor entsprechend geringer ausfällt). Es existieren bereits einige fortgeschrittene EQO-Experimente und darauf aufbauend auch umfangreiche Untersuchungen hinsichtlich Wechselwirkungen in Randkanälen im integralen QHE-Regime mit elektrischem Transport nahe der Fermi-Energie, also typischen Überschussenergien der Elektronenwellenpakete von $\ll 1$ meV (vgl. bspw. Ref. [10, 27, 130–132, 137, 159–163] sowie die darin enthaltenen Referenzen). Werden solche Experimente stattdessen jenseits des thermischen Gleichgewichtes mit heißen Elektronen durchgeführt, bei Überschussenergien etlicher meV, beeinflusst dies auch die Wechselwirkungsmechanismen der Elektronen – anschaulich wird zum Beispiel die Anregung von Phononen mit $\hbar\omega \gg 1$ meV möglich. Die in diesem energetischen Regime relevanten Wechselwirkungsmechanismen werden gegenwärtig vielfältig untersucht [21–26, 82].

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Untersuchung des ballistischen Transportes und der Streuung heißer Elektronen bei SEP-typischen Emissionsenergien, das heißt bei Überschussenergien zwischen wenigen 10 und > 100 meV [81, 83]. Für eine aussagekräftige systematische Untersuchung des ballistischen Elektronentransportes wird dabei eine Vielzahl unterschiedlicher Probenstruk-

turen und Parameterabhängigkeiten betrachtet, sodass geeignete Charakterisierungsverfahren identifiziert und auf ihre Konsistenz überprüft werden können. Im Zuge dessen werden Signaturen von sowohl Elektron-Elektron- als auch Elektron-Phonon-Wechselwirkungen der heißen Elektronen beobachtet, wobei der Schwerpunkt in der Diskussion hier auf den letztgenannten liegt. Für die Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen existiert bereits eine anschauliche Modellvorstellung der LO-Phonon-Emission in einem parabolischen transversalen Einschlusspotential (Kap. 2.5.3), deren Konsistenz zu experimentellen Beobachtungen hier in Abhängigkeit verschiedener Einflussgrößen eingehend untersucht wird. Aufbauend darauf wird auch eine neue Methode zur Charakterisierung des parabolischen Randpotentials aus der Energieabhängigkeit der LO-Phonon-Emission entwickelt. Darüber hinaus erlaubt die große Stichprobe untersuchter Einzelelektronenschaltungen eine vergleichende Einordnung unterschiedlicher Ausprägungen von Streuverlusten und kann so perspektivisch auch zur Auswahl geeigneter Proben für EQO-Experimente beitragen.

4.1 VERSUCHSANORDNUNG

In diesem Abschnitt wird zunächst die Versuchsanordnung vorgestellt, mithilfe derer der Transport der heißen Elektronen untersucht wird. Eine relevante Kenngröße ist hierbei die Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen (P_S), welche denjenigen Anteil von Elektronen beschreibt, der eine definierte Wegstrecke ohne Energieverlust durchquert hat. Eine Bestimmung dessen ist mithilfe spektroskopischer Untersuchungen möglich [21, 164–169], welche auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt und nachfolgend beschrieben werden. Ein grundsätzliches Schema der dafür zur Anwendung kommenden Versuchsanordnung ist in den Abbildungen 4.1a und 4.1b für zwei unterschiedliche Elektronenquellen dargestellt (in Abb. 4.1a für eine Einzelelektronenpumpe und in Abb. 4.1b für eine stochastische Elektronenquelle, die durch Anlegen einer Biasspannung einen Strom über eine Barriere G_{P2} treibt). Ausgangspunkt beider Schemata ist jeweils die Elektronenquelle, die bei einer definierten Emissionsenergie E_0 einen konstanten Strom I_0 produziert. In einem Abstand wird eine zusätzliche Detektionsbarriere G_D geformt, an welcher die einfallenden Elektronen spektroskopiert werden, das heißt der injizierte Strom wird in Abhängigkeit von Emissionsenergie E_0 , Energieverlusten der Elektronen und Barrierenhöhe G_D in die transmittierten und reflektierten Teilströme I_T und I_R aufgeteilt. Betrachtet wird darauf aufbauend im Folgenden der Transferkoeffizient $\alpha = I_T/I_0$, wobei die Fehlerrate der Elektronenquelle hier vernachlässigt wird.

Für die Geometrie eines zukünftigen EQO-Experimentes wird zur Minimierung von Streuung eine möglichst kompakte Auslegung der Probe erstrebenswert sein. Als Konsequenz sollten Elektronen dort auf möglichst kurzem Weg von der Quelle durch einen schmalen Kanal über relevante funktionelle Komponenten wie Strahlteiler bis zur Detektion geführt werden. In Analogie zu Lichtwellenleitern, welche in quantenoptischen Experimenten den verlust-

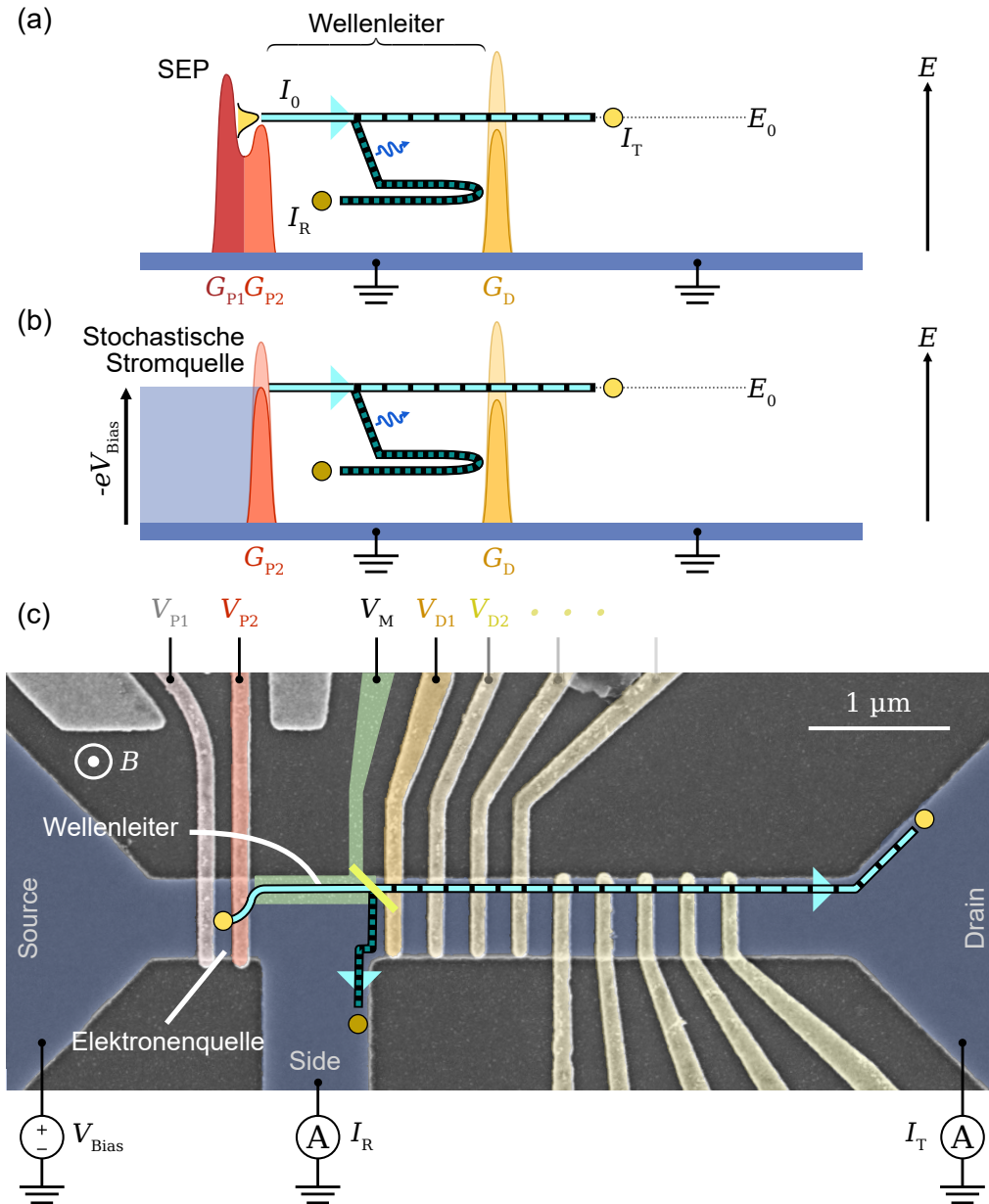


Abbildung 4.1: Grundsätzlicher experimenteller Aufbau der Transportmessungen. (a),(b) Energieaufgelöste Schemata, in denen Transportpfade (hellblau) der injizierten Elektronen (gelbe Kreise) in Abhängigkeit der Energie dargestellt sind. Emission eines Stroms I_0 aus (a) Einzelelektronenpumpe und (b) stochastischer Elektronenquelle, jeweils bei variierbarer Emissionsenergie E_0 über Barriere G_{P2} . Zusätzliche Detektionsbarriere G_D in Entfernung l von G_{P2} . Transmission oder Reflexion von Anteilen von I_0 an G_D abhängig von Energieverlusten und der Höhe von G_D bedingt Verhältnis von transmittierten und reflektierten Teilströmen I_T und I_R . (c) Beispielhafte REM-Aufnahme, eingefärbt in Übereinstimmung zu (b): Elektronenquelle-formende Elektrode rot, Vielzahl vorhandener Detektionsbarrieren G_{Dn} gelb. Position einer teilweise zum Einsatz kommenden, zusätzlichen Modulationselektrode G_M grün skizziert. 2DEG mit Abgriffen Source, Drain und Side blau eingefärbt, Aufteilung des injizierten Stromes an G_{D1} in I_T (Drain) und I_R (Side).

armen Transport von Photonen ermöglichen, werden die zum Transport von Elektronenwellenpaketen zwischen Quelle und Detektion verwendeten Kanäle in den hier verwendeten elektrischen Schaltungen unabhängig von den tatsächlichen Transporteigenschaften ebenfalls als *Wellenleiter* bezeichnet. Geringe Kanalbreiten dieser Strukturen (hier $< 1 \mu\text{m}$) führen in Verbindung mit zusätzlichen Elektroden (z. B. für Strahlteiler) voraussichtlich zu einem Gradient der Ladungsträgerdichte und damit potenziell auch zu einer räumlichen Variation von Wechselwirkungsquerschnitten. Auf diese Weise sind auch die hier untersuchten Strukturen ausgelegt. Dadurch sind diese zwar einerseits nur eingeschränkt für eine universelle Untersuchung des ballistischen Transportes geeignet, doch sind die Ergebnisse der Untersuchungen dafür umso direkter auf zukünftige EQO-Schaltungen übertragbar.

Abbildung 4.1c zeigt eine entsprechend Abb. 4.1b eingefärbte Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme einer beispielhaften Probengeometrie, welche zur längenabhängigen Charakterisierung des Transportes in einem schmalen Kanal eingesetzt wird. Zentrales Element dieser Geometrie ist eine einzelne geätzte Mesastruktur mit den drei Abgriffen *Source*, *Drain* und *Side*. Ein starkes senkrechtes Magnetfeld (typisch 10 T) erzwingt die chirale Fortbewegung aus der Elektronenquelle emittierter Elektronen entlang der Kontur des in der Mesastruktur eingegrenzten zweidimensionalen Elektronengases und begründet damit die Wellenleiterfunktionalität. Dadurch wird der Elektronenpfad durch die Schaltung festgelegt, in der hier gezeigten Beispielstruktur werden die Elektronen in Richtung einer Vielzahl Elektroden G_{Dn} geleitet, die zur Definition von Potentialbarrieren verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Bezeichnungen „ G_i “ dabei neben der Beschreibung einer Elektrode i kontextbezogen auch stellvertretend zur Beschreibung der durch eine Spannung V_i unterhalb dieser Elektrode erzeugten Barriere verwendet, wobei E_i dann die damit resultierende energetische Höhe dieser Barriere ausdrückt. Von den Elektroden G_{Dn} wird hier immer nur eine einzelne zur Bildung einer Detektionsbarriere eingesetzt und die übrigen Elektroden sind geerdet, sodass durch Wechsel der aktiven Barriere die Transportcharakteristik längenabhängig untersucht werden kann. Es ist anzunehmen, dass die aufliegenden geerdeten Elektroden im Vergleich zum unbedeckten 2DEG dabei durch eine zu erwartende Verarmung der Ladungsträgerdichte zu einer Modulation von Wechselwirkungsquerschnitten im Kanal führen. Der Anteil von Elektronen, der beim Transport durch den Wellenleiter gestreut wird, wird als I_R in den Seitenabgriff *Side* versenkt, sodass eine Aufladung des Wellenleiters mit Elektronen verhindert wird, während der Anteil ungestreuter Elektronen als I_T über G_D nach *Drain* transmittiert wird. Teilweise ist auf dem Wellenleiter-Abschnitt eine zusätzliche Modulationselektrode G_M aufgebracht (in Abb. 4.1c grün skizziert), deren Wirkung auf das Randpotential im Verlauf dieses Kapitels untersucht werden soll (Abschnitt 4.5.1). Insgesamt kommt hier eine Vielzahl unterschiedlicher Probenstrukturen zum Einsatz, welche sich in Anzahl und Anordnung der Detektionsbarrieren sowie dem Vorhandensein der Modulationselektrode unterscheiden, aber konzeptionell sämtlich Abbildung 4.1c entsprechen.

Für die angestrebten Nicht-Gleichgewichts-EQO-Experimente werden als Elektronenquellen SEPs zum Einsatz kommen (Schema in Abb. 4.1a; Verwendung der Elektroden G_{P1} und G_{P2}). Bei diesen moduliert die Höhe der SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} neben der Anzahl n pro Zyklus transferierter Elektronen zusätzlich auch die Emissionsenergie E_0 dieser Elektronen. Bedingt durch die stufenförmige Kennlinienform (Kap. 3.2.3) ist das Fenster von innerhalb des $1ef_P$ -Plateaus zugänglichen Emissionsenergien jedoch begrenzt, typischerweise auf einen Ausschnitt einer Ausdehnung von < 30 meV, während die Position dieses Plateaus SEP-spezifisch in einem Bereich zwischen wenigen zehn bis zu > 100 meV liegen kann [81, 83]. Da die Energieskalen verschiedener Streuprozesse über das mittels einer individuellen Einzelelektronenpumpe zugängliche Energiefenster hinausgehen, sind Einzelelektronenpumpen zur systematischen Charakterisierung der Energieabhängigkeit von Streumechanismen nur bedingt geeignet.

Um diese Beschränkung der zugänglichen Emissionsenergien zu umgehen, kommt als Alternative hier eine Konstantstromquelle zum Einsatz, die das Potential an Source durch Anlegen einer Spannung V_{Bias} auf das zum Treiben des Stromes I_0 über die Barriere G_{P2} erforderliche Niveau anhebt (Schema in Abb. 4.1b). Es wird folglich die Elektrodenspannung V_{P2} gesetzt und die bei der resultierenden Barrierenhöhe zur Erzeugung des Konstantstromes I_0 erforderliche Biasspannung V_{Bias} zurückgelesen, welche die Emissionsenergie E_0 bestimmt. So kann, ähnlich der SEP-Elektronenquelle, durch Variation der Barrierenhöhe von G_{P2} die Emissionsenergie moduliert werden, ohne dass jedoch die quantisierte SEP-Kennlinie den zugänglichen Energiebereich limitiert. Als Konstantstromquelle kommt hier ein Keithley 2636A zum Einsatz, das typischerweise einen Strom von $I_0 = 200$ pA durch die Probe treibt. Für Ströme in dieser Größenordnung befindet sich unter der Annahme typischer Ausbreitungsgeschwindigkeiten (10^4 m s $^{-1}$ bis 10^5 m s $^{-1}$ [24, 82]) bei Weglängen $l < 10$ μ m im Mittel weniger als ein hochenergetisches Elektron im Wellenleiter, sodass Wechselwirkungen zwischen injizierten Elektronen unterdrückt sind. Anders als eine Einzelelektronenpumpe, bei der die Emission durch das periodische Anregungssignal auf einer festen Zeitbasis erfolgt, bildet die Emission von Elektronen aus der alternativ verwendeten Konstantstromquelle eine weniger scharf definierte stochastische Verteilung ab – sie wird deshalb im Folgenden als *stochastische Elektronenquelle* bezeichnet. Eine Unterscheidung beider Quellen ist insbesondere im Hinblick auf den getakteten (und so mit der stochastischen Elektronenquelle inkompatiblen) Schaltungsbetrieb ab Kapitel 5 unerlässlich, ein Vergleich von Transportuntersuchungen mit beiden Elektronenquellen erfolgt in Abschnitt 4.2. Sollte zukünftig besonderer Wert auf die Verwendung einer rauscharmen Elektronenquelle bei gleichzeitig breitem Energiespektrum gelegt werden, könnte mit speziell ausgewählten Operationsverstärkern eine spannungsgesteuerte Konstantstromquelle diskret aufgebaut und mit einer rauscharmen Spannungsquelle betrieben werden, eine beispielhafte Verstärkerschaltung hierfür kann zum Beispiel Ref. [170] entnommen werden.

4.2 AUSWERTUNGSMETHODIK

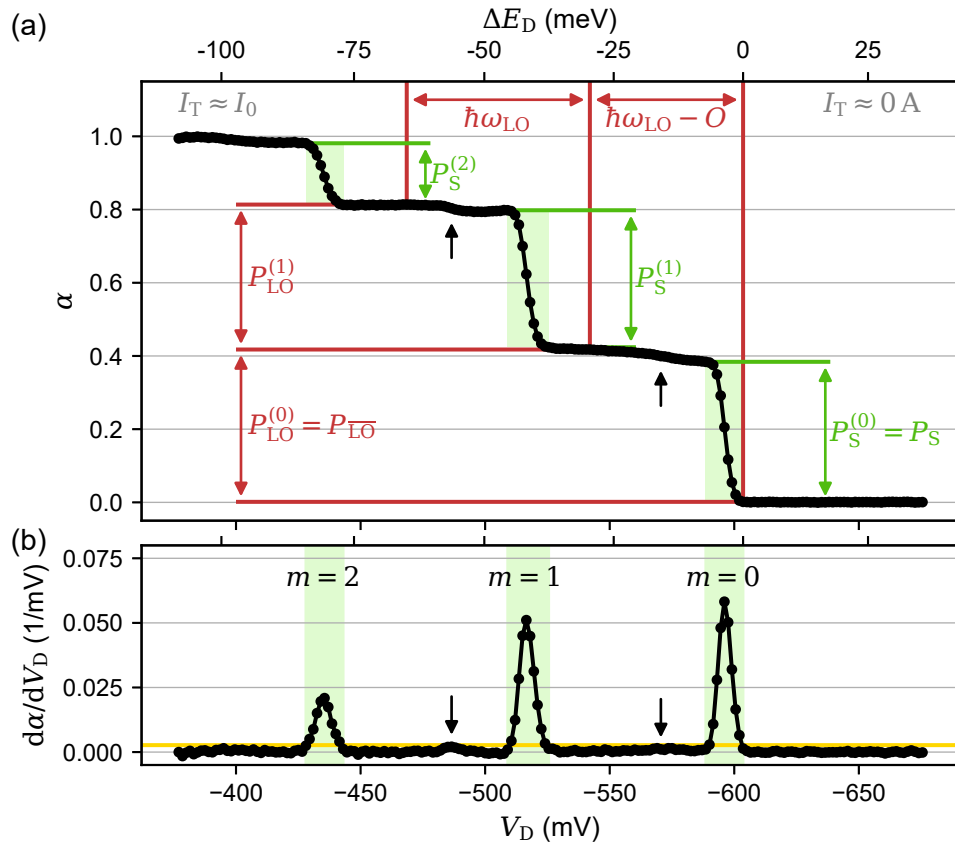


Abbildung 4.2: Energieaufgelöste Detektion von Elektronen in Abhängigkeit der Höhe einer Detektionsbarriere G_D , aufgenommen mit stochastischer Elektronenquelle. (a) Transferkoeffizient $\alpha = I_T/I_0$ und (b) dessen Ableitung $d\alpha/dV_D$. Datenpunkte verdecken Fehlerbalken. Relative Energieskala ΔE_D referenziert auf maximal auflösbare Energie emittierter Elektronen. Zwei Methoden zur Extraktion der Höhen darin auftretender Stufen sind hervorgehoben. Grün: direkte Extraktion stufenförmiger Übergänge ($P_S^{(m)}$), rot: Extraktion in Schritten von $\hbar\omega_{LO}$ ($P_{LO}^{(m)}$), siehe Text. Gelbe Linie in (b) markiert Schwellwert der Extraktion von $P_S^{(m)}$. Pfeile zeigen Anzeichen für Stufen jenseits Schrittweiten von $\hbar\omega_{LO}$ an.

Zur Auswertung der Transportcharakteristik wird in Abhängigkeit des Zustands der Detektionsbarriere der Transferkoeffizient $\alpha = I_T/I_0$ aufgezeichnet, eine beispielhafte Messung dessen ist in Abbildung 4.2a dargestellt. Darin zeigt sich $\alpha \approx 0$ für maximal negative V_D , das heißt maximale Höhe E_D der Barriere G_D , da diese dann oberhalb der Emissionsenergie liegt und die Elektronen somit unabhängig von möglichen Energieverlusten immer in den Seitenabgriff abgelenkt werden. Im gegenüberliegenden Extremfall wird für minimale Barrierenhöhen $\alpha \approx 1$, da Elektronen G_D auch nach Energieverlusten überwinden können. Dazwischen ergibt sich (in Richtung sinkender E_D) eine monoton steigende Transmission nach Drain, die insbesondere mehrere stufenförmige

Übergänge zeigt. Eine Energiekalibrierung der horizontalen V_D -Achse (siehe unten) ist als zusätzliche horizontale Achse oberhalb des Diagramms gezeigt. Der Abstand der Stufen zueinander kann daraus zu ≈ 36 meV bestimmt werden, entsprechend der Energie eines longitudinal optischen Phonons in GaAs, $\hbar\omega_{LO} \approx 36$ meV, dessen Emission in einer Vielzahl ähnlicher Experimente beobachtet wird (bspw. Ref. [21, 24, 25, 81, 171–174]).

4.2.1 Stufenextraktion

Die beobachteten Stufen werden hier im Folgenden auf zwei unterschiedliche Weisen ausgewertet. In einem ersten Schritt werden die unmittelbaren Stufenhöhen bestimmt, sodass für jede Stufe m eine anteilige Wahrscheinlichkeit $P_S^{(m)}$ bestimmt wird. Von besonderem Interesse ist hier die äußerste Stufe, welche diejenigen Elektronen abbildet, die die Detektionsbarriere bei ihrer Emissionsenergie E_0 erreichen. Dieser Anteil der Elektronen hat keinen messbaren Energieverlust erlitten¹ und bildet damit die Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen ab, das heißt $P_S = P_S^{(0)}$. Die Stufen mit $m > 0$ beschreiben Anteile von Elektronen, deren Energien durch Aussendung einer zunehmenden Zahl m von LO Phononen um $m\hbar\omega_{LO}$ reduziert wurden. Zur Berücksichtigung zusätzlicher kontinuierlicher Energieverluste erfolgt in einem zweiten Schritt eine auf einer Energiekalibrierung basierende Auswertung in Abständen der LO-Phonon-Energie $\hbar\omega_{LO}$, welche als Ergebnis Wahrscheinlichkeiten $P_{LO}^{(m)}$ liefert, von denen $P_{LO}^{(0)} = P_{LO}^{(0)}$ die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit beschreibt (d. h. die Wahrscheinlichkeit, kein LO Phonon zu emittieren). Es gilt somit $P_S^{(m)} \leq P_{LO}^{(m)}$.

Für die automatisierte Auswertung der $P_S^{(m)}$ aus den Stufenübergängen werden zunächst mittels eines Algorithmus die Mittelpunkte aller Stufen in einer Kurve wie in Abbildung 4.2a bestimmt. Die horizontale Ausdehnung der Stufen spiegelt hierbei die Energieverteilung der Elektronen wieder, welche in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt wird. Die Extraktion der $P_S^{(m)}$ erfordert eine Auswertung der Breiten der Übergänge und damit der Änderungen in α . Eine „exakte“ Bestimmung dieses Intervalls ist für die asymptotischen Stufenübergänge nicht möglich, hier wird dazu die Ableitung der Kurve herangezogen, welche in Abbildung 4.2b gezeigt ist. Von einem dortigen Maximum ausgehend wird die Ableitung in beide Richtungen soweit abgeschritten, bis $d\alpha/dV_D$ einen Schwellwert unterschreitet, der in der Abbildung durch eine gelbe Linie markiert ist. Für eine systematische Evaluation wird der Schwellwert auf Basis des Rauschens in $d\alpha/dV_D$ als zehnfache Standardabweichung von $d\alpha/dV_D$ im Bereich jenseits der Transmission ($E_D > E_0$) festgelegt und bei der Fehlerabschätzung berücksichtigt (s. u.). Einschränkend wird der der Stufe zuzuordnende Bereich maximal bis zu einem beginnenden Wiederanstieg

¹ Methodisch kann hierbei grundsätzlich nur das Auftreten solcher Streuprozesse erkannt werden, die mit einem genügend großen Energieverlust einhergehen, sodass eine Unterscheidung von der energetischen Ausdehnung der statistischen Verteilung der injizierten Elektronen möglich wird.

der Ableitung erweitert, welcher den Beginn einer weiteren Stufe markieren würde. In Abbildung 4.2 sind die anhand dessen festgelegten Regionen zur Bestimmung der $P_S^{(m)}$ aus α für alle m Stufen grün markiert. Als Fehlerabschätzung der $P_S^{(m)}$ wird neben der statistischen Streuung der Messwerte und den Gain-Fehlern von Stromverstärker und Multimeter der Fehler in der Stufe-evaluation abgeschätzt. Basierend auf der plateauartigen Struktur wird für letzteren hier die Steigung an beiden Rändern der erkannten Stufe um ein empirisch festgelegtes Intervall von 2 mV extrapoliert.

Mit einem sensitiven Stufenerkennungs-Algorithmus werden teilweise zusätzliche Stufen detektiert, die gegenüber dem $\hbar\omega_{\text{LO}}$ -Raster versetzt sind (Pfeile in Abb. 4.2). Diese Signaturen treten in den hier untersuchten Proben wiederholt auf, sind jedoch nicht grundsätzlich zu beobachten. Wie in Ref. [25] ist eine Gesetzmäßigkeit des Auftretens dabei auch hier bislang nicht zu erkennen. Der Abstand zu den LO-Phonon-Stufen liegt in den hier bei $B = 10$ T untersuchten Proben typischerweise im Bereich von 11 meV bis 12 meV. Er ähnelt damit zum Beispiel Beobachtungen von Waldie *et al.* [175], die über einen ähnlichen Versatz von ≈ 10 meV berichteten ($B = 14$ T), wobei der Ursprung der Signatur unklar blieb. Ota *et al.* haben diese Struktur in Ref. [25] ebenfalls untersucht. Dort wurde als Ursache eine Besetzung des zweiten Landau-Niveaus ($n = 1$) ausgemacht, welches durch die hierfür um $\hbar\omega_c$ höhere Detektionsbarriere bei einem anderen Barrierenzustand detektiert wird [25]. Bei der Bestimmung der $P_S^{(m)}$ werden diese zusätzlichen Stufensignaturen hier verworfen.

Aufbauend darauf, dass Elektronen, welche m LO Phononen emittiert haben, erst bei einer reduzierten Barrierenhöhe $E_D = E_0 - m\hbar\omega_{\text{LO}}$ transmittiert werden können, erfolgt neben der zuvor beschriebenen Stufenerkennung zudem eine Auswertung der Transferkoeffizienten im Abstand Vielfacher von $\hbar\omega_{\text{LO}}$. Daraus werden die Wahrscheinlichkeiten $P_{\text{LO}}^{(m)}$ der Emission von m LO Phononen abgeleitet. Die Bestimmung der $P_{\text{LO}}^{(m)}$ erfolgt, indem beginnend bei der höchsten Energie, bei der sich α über das Rauschlevel erhebt, die Werte $P_{\text{LO}}^{(m)}$ im Abstand von $\hbar\omega_{\text{LO}}$ extrahiert werden. Diese maximale Energie dient zugleich als Referenzpunkt der in Abbildung 4.2 dargestellten relativen Energieskala ΔE_D . Die Schwierigkeit hierbei besteht darin, dass durch die hohe Flankensteilheit der Stufenübergänge bereits ein geringfügiger Fehler in der Festlegung des zu evaluierenden Intervalls zu einer erheblichen Fehleinschätzung von $P_{\text{LO}}^{(m)}$ führen kann. Zur Vermeidung dessen wird die niederenergetische Grenze von $P_{\text{LO}}^{(m)}$ mit einem Offset O in der Form $E_D = E_0 - \hbar\omega_{\text{LO}} + O$ festgelegt, wobei hier $O = 7.5$ meV gewählt wird. Die übrigen $P_{\text{LO}}^{(m)}$ werden von dort an in $\hbar\omega_{\text{LO}}$ -Schritten extrahiert. So kann darüber hinaus ein verfälschender Einfluss der Verbreiterung der Energieverteilung infolge kontinuierlicher Energieverluste z. B. durch Emission von LA Phononen vermieden werden [23]. Da die Steigung auf dem Plateau kurz vor dem Ansatz der folgenden Stufe typischerweise gering ausfällt, fällt der daraus resultierende Fehler der Evaluation von $P_{\text{LO}}^{(m)}$ entsprechend moderat aus (vgl. horizontale rote Markierungen in Abb. 4.2a, die diese Systematik zeigen, zu den jeweils unteren grünen Markierungen der

direkten Stufenextraktion). Für die Fehlerabschätzung wird gegenüber den $P_S^{(m)}$ der einzubeziehende Bereich entsprechend O erweitert.

In Abbildung 4.2a ist eine leichte Ungleichheit $P_{\overline{LO}} > P_S$ sichtbar, welche darauf zurückgeht, dass der Transferkoeffizient zwischen zwei $\hbar\omega_{LO}$ -versetzten stufenförmigen Übergängen nicht konstant ist. Hierzu tragen auch die bereits benannten, gegenüber den LO-Phonon-Signaturen versetzten Stufen bei (Pfeile in der Abbildung).

4.2.2 Sortieralgorithmus

Die Größen $P_{LO}^{(m)}$ und $P_S^{(m)}$ werden in den folgenden Abschnitten in Abhängigkeit verschiedener Parameter untersucht, insbesondere in Abhängigkeit der Emissionsenergien der Elektronen, sodass im Rahmen einer Messung eine Vielzahl an Wahrscheinlichkeitswerten extrahiert wird. Um die verschiedenen $P_S^{(m)}$ in Abhängigkeit der Emissionsenergie verfolgen zu können, kommt ein Algorithmus zur korrekten Zuordnung der erkannten Stufen zum Einsatz, welcher hier kurz umrissen werden soll. Dies geschieht parallel für Messungen mit stochastischer Elektronenquelle und Einzelelektronenpumpe.

Der Transferkoeffizient des zweidimensionalen Datensatzes einer energieabhängigen Messung mit stochastischer Elektronenquelle ist in Abbildung 4.3a dargestellt. In dieser Messung sind im Wesentlichen zwei gegensätzliche Regime sichtbar, welche näherungsweise eine vollständige Transmission ($\alpha \approx 1$) bzw. vollständige Reflexion ($\alpha \approx 0$) der Elektronen abbilden. Die diagonal verlaufende Unterteilung dieser Bereiche markiert das Gleichgewicht der Detektionsbarriere G_D mit den höchstenergetischen G_D erreichenden Elektronen – in Abwesenheit von Energieverlusten handelt es sich dabei um Elektronen bei ihrer Emissionsenergie. In diesem Datensatz tritt großflächig eine sehr hohe Transmission auf, was entsprechend geringe Streuraten anzeigt. Erst in der Ableitung des Datensatzes, welche in Abbildung 4.3b dargestellt ist, wird die mit der LO-Phonon-Emission verbundenen Signatur in $\hbar\omega_{LO} = 36$ meV Abstand zu $P_S^{(0)}$ sichtbar (Pfeile). Die bekannte Energieskala von $\hbar\omega_{LO}$ verifiziert hier auch die lineare Skalierung der Emissionsenergie mit V_{Bias} , $\Delta E = -e\Delta V_{Bias}$. Da aufgrund potenzieller Verzerrung des Bandsystems durch den angelegten Bias sowie durch eine mögliche räumliche Variation der Fermi-Energie infolge eines sich in dem schmalen Kanal ausbildenden Ladungsträgergradienten das Auftreten eines unbekanntener energetischen Offsets E_{Offs} nicht sicher ausgeschlossen werden kann, wird hier typischerweise stellvertretend V_{Bias} als Maß für die Emissionsenergie spezifiziert, wobei dann

$$E = -eV_{Bias} + E_{Offs}. \quad (4.1)$$

Auch für unbekanntes $E_{Offs} \neq 0$ meV kann aufbauend darauf das Gleichgewicht zwischen G_D und V_{Bias} zur Bestimmung einer relativen Kalibrierung ΔE_D der Barriere G_D verwendet werden (bereits in Abb. 4.2 gezeigt).

In Abbildung 4.3c sind punktförmig alle Positionen markiert, an welchen programmatisch stufenförmige Übergänge in α erkannt werden. Die Abbildung der Abschnürung der ballistischen Elektronen an G_D sowie die dazu

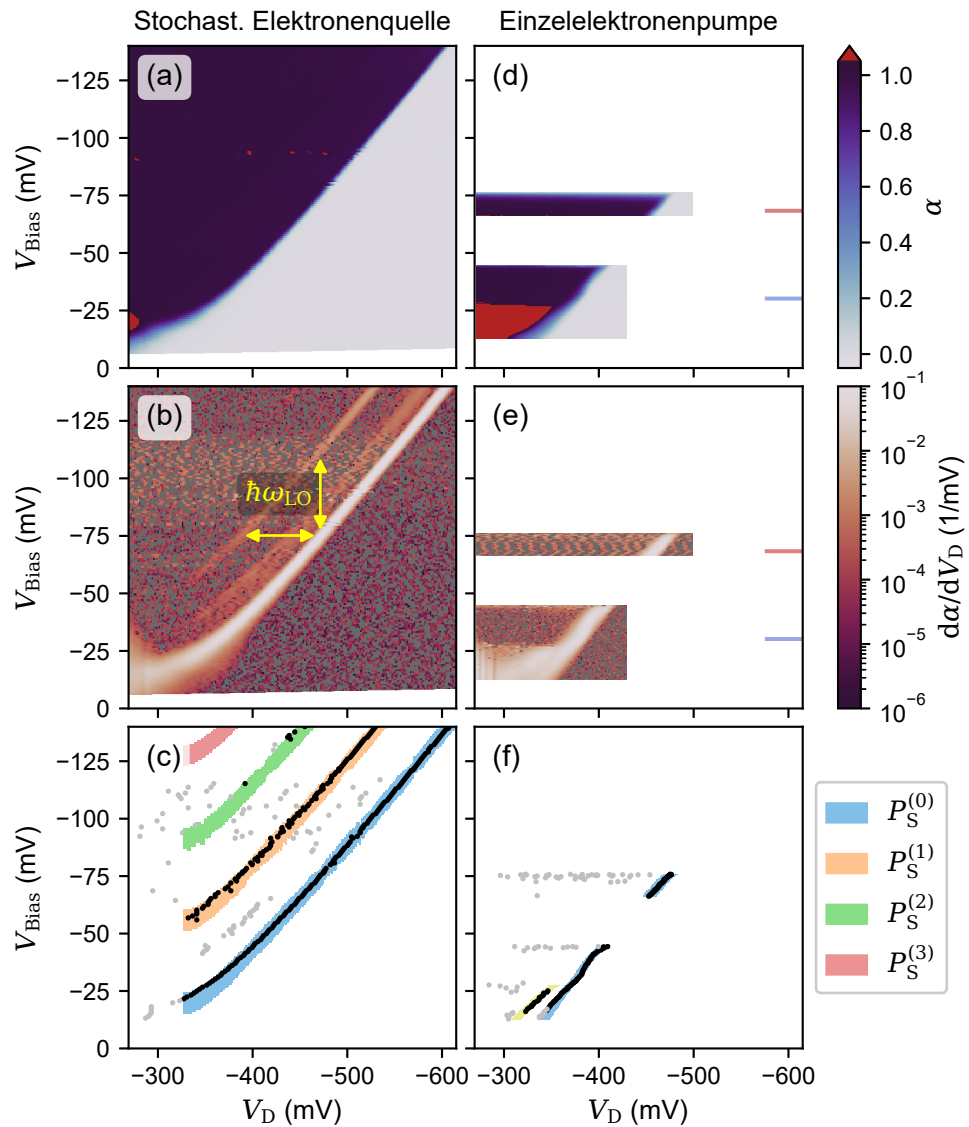


Abbildung 4.3: Energieabhängigkeit der Transmissionscharakteristik. Gegenüberstellung von stochastischer Elektronenquelle [(a)-(c)] und Einzelelektronenpumpe [(d)-(f)], wobei für die Einzelelektronenpumpe zwei unterschiedliche Arbeitsbereiche dargestellt sind. Dort ist $\alpha = I_T / ef_P$, Bereiche von $\alpha > 1$ (rot) gehen auf $2ef_P$ -Emission infolge der SEP-Kennlinienform zurück. Striche zeigen Positionen der in Abbildung 4.4 dargestellten Schnitte an. (a)-(c) in Abhängigkeit von Biasspannung V_{Bias} , (d)-(f) gemäß Abschnürung an G_D dazu ausgerichtet, vgl. Text. (a),(d) Transferkoeffizient α , (b),(e) $d\alpha/dV_D$ (wobei $d\alpha/dV_D < 0$ grau eingefärbt). (c),(f) Darstellung der automatisch erkannten Positionen von Stufen in Richtung von V_D (Punkte) und der Auswahlregionen zur Verfolgung der Stufen in Richtung von V_{Bias} (eingefärbte Streifen). Schwarze Punkte liegen innerhalb der Auswahlregionen, graue außerhalb.

versetzten Phononen-Signaturen werden darin klar reproduziert. Die Stufenerkennung wird mit sehr hoher Empfindlichkeit durchgeführt, sodass einerseits zum Beispiel schwache oder ausklingende Stufen detektiert werden können, andererseits jedoch mitunter Rauschanteile als Stufen erkannt werden, welche also solche jedoch vor Bestimmung der Stufenhöhen zu verwerfen sind. Die Position der ballistischen Elektronen zeigt eine Energieabhängigkeit, für die durch Ota *et al.* in Ref. [25] eine phänomenologische Parametrisierung beschrieben wurde (vgl. Kap. 2.5.1). Nach Bestimmung dieser Parametrisierung durch eine Kurvenanpassung kann algorithmisch ein schmalbandiger Auswahlbereich zur Filterung dieser Stufen berechnet werden. Die Phonon-Signaturen sind relativ dazu in gleichbleibenden Abständen versetzt und werden dementsprechend durch Verschiebung des vorgenannten Auswahlbereiches ergänzt. Die so insgesamt zur Filterung ausgewählten Regionen sind in Abbildung 4.3c in Form farbiger Streifen dargestellt. An allen innerhalb eines Auswahlbereiches liegenden Positionen (schwarze Punkte) werden dann wie zuvor beschrieben die Stufenhöhen $P_S^{(m)}$ extrahiert, während alle übrigen Positionen (graue Punkte) verworfen werden².

Die Abbildungen 4.3d bis 4.3f zeigen die analoge Vorgehensweise anhand einer Messung mit einer Einzelelektronenpumpe als Elektronenquelle, wobei hier zwei unterschiedliche SEP-Arbeitspunkte dargestellt sind, die durch Manipulation der SEP-Anregung erreicht werden. Die starke Einschränkung des Bereiches der SEP-zugänglichen Emissionsenergien und die damit nur bruchstückhaft abzubildende Transportcharakteristik ist im Vergleich zu den Bildern 4.3a und 4.3b anschaulich erkennbar. Unter der Annahme, dass der Betriebsmodus der Elektronenquelle eine vernachlässigbare Kopplung auf die Barriere G_D bewirkt, wird die Abschnürung der Transmission an G_D hier dazu verwendet, jedem Arbeitspunkt der Einzelelektronenpumpe einen ungefähr der Verwendung der stochastischen Stromquelle entsprechenden Wert von V_{Bias} zuzuordnen. Anhand dessen erfolgt hier die Bestimmung der vertikalen Positionen in den Abbildungen 4.3d bis 4.3f relativ zu 4.3a bis 4.3c. Dies bedeutet, dass die dargestellte y-Achse der SEP-basierten Messungen in Abbildung 4.3 nicht auf einer direkten Messung basiert, sondern lediglich durch eine Transformation über die Abschnürung an G_D skizziert, wie sich der gemessene Bereich von SEP-Emissionsenergien gegenüber den Biasspannungen in einer Messung mit stochastischer Elektronenquelle einordnet. Die Gruppierung der Stufen erfolgt in identischer Weise wie bei Verwendung der stochastischen Elektronenquelle, allerdings wird wegen des in dem kleineren Ausschnitt der SEP-basierten Messungen typischerweise linearen Zusammenhangs zwischen V_D und V_{P2} anstelle der zuvor gewählten Parametrisierung eine Hough-Transformation [176, 177] herangezogen.

Abbildung 4.4 stellt aus den zuvor diskutierten Datensätzen für zwei unterschiedliche SEP-Arbeitspunkte aus den Zentren der beiden $1ef_p$ -Plateaus jeweils einzelne Kurven mit stochastischer Elektronenquelle (helle Quadrate) und Einzelelektronenpumpe (dunkle Punkte) gegenüber, sodass ein direkter

² Zur Einbeziehung der zuvor erwähnten, relativ zu den 36 meV LO-Phonon-Stufen versetzten Stufensignaturen würden zusätzliche Auswahlbereiche erforderlich

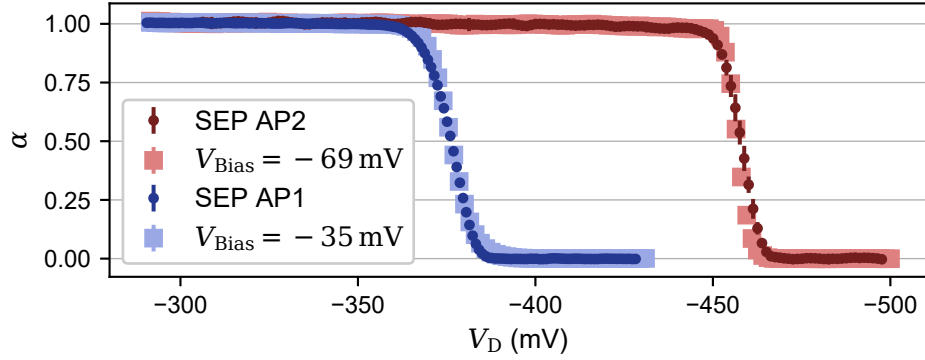


Abbildung 4.4: Vergleich der Emissionscharakteristiken von stochastischer Elektronenquelle (Quadrate) und Einzelelektronenpumpe (Punkte) für zwei SEP-Arbeitspunkte (APe) aus Abbildung 4.3 (vergleichbar $V_{\text{Bias}} \approx -35$ mV und -69 mV bei Verwendung der stochastischen Elektronenquelle).

Vergleich der Transferkoeffizienten möglich wird. Die Kurven unterscheiden sich lediglich in den Steigungen und damit auch den Ausdehnungen der stufenförmigen Übergänge, was darauf hindeutet, dass beide Quellen Elektronen mit leicht unterschiedlichen Energieverteilungen emittieren. Da sich aus dieser Gegenüberstellung kein Anhaltspunkte ergeben, die gegen eine Vergleichbarkeit des elektronischen Transportes von Elektronen aus stochastischer Elektronenquelle und Einzelelektronenpumpe sprechen, werden zur Erweiterung der zugänglichen Emissionsenergien im verbleibenden Teil dieses Kapitels ausschließlich Messungen unter Verwendung der stochastischen Elektronenquelle diskutiert.

4.3 ENERGIEABHÄNGIGKEIT VON STREUPROZESSEN

Der in den vorigen Abschnitten beschriebene Messaufbau und die Auswertungsmethodik werden nun in einer ersten Anwendung dazu verwendet, die Energieabhängigkeit der Streuprozesse zu untersuchen. Abbildung 4.5a zeigt eine typische Messung des Transferkoeffizienten α in Abhängigkeit von V_{Bias} , in der ein kontinuierliches Spektrum $0 \lesssim \alpha \lesssim 1$ zu beobachten ist. Die Messung ist bei $B = 10$ T aufgenommen, die Detektionsbarriere G_{D1} liegt in einer Entfernung von $l = 2.1$ μm jenseits der Elektronenquelle. Horizontale Liniensegmente zeigen beispielhaft die gemäß der Beschreibung im vorangegangenen Abschnitt bestimmten Bereiche zur Extraktion der stufenförmigen Übergänge, das heißt der $P_S^{(m)}$.

Die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung ist in Abbildung 4.5b in Form eingefärbter, kreisförmiger Datenpunkte dargestellt. Weiß gefüllte Quadrate stellen zusätzlich die Werte von $P_{\text{LO}}^{(m)}$ dar, welche für kleine m hier weitestgehend deckungsgleich zu den $P_S^{(m)}$ ausfallen und so darauf hindeuten, dass die LO-Phonon-Emission in diesem Regime dominiert. Entsprechend dem $\hbar\omega_{\text{LO}}$ Versatz, auf dem die Extraktion der $P_{\text{LO}}^{(m)}$ basiert, beginnen die hier-

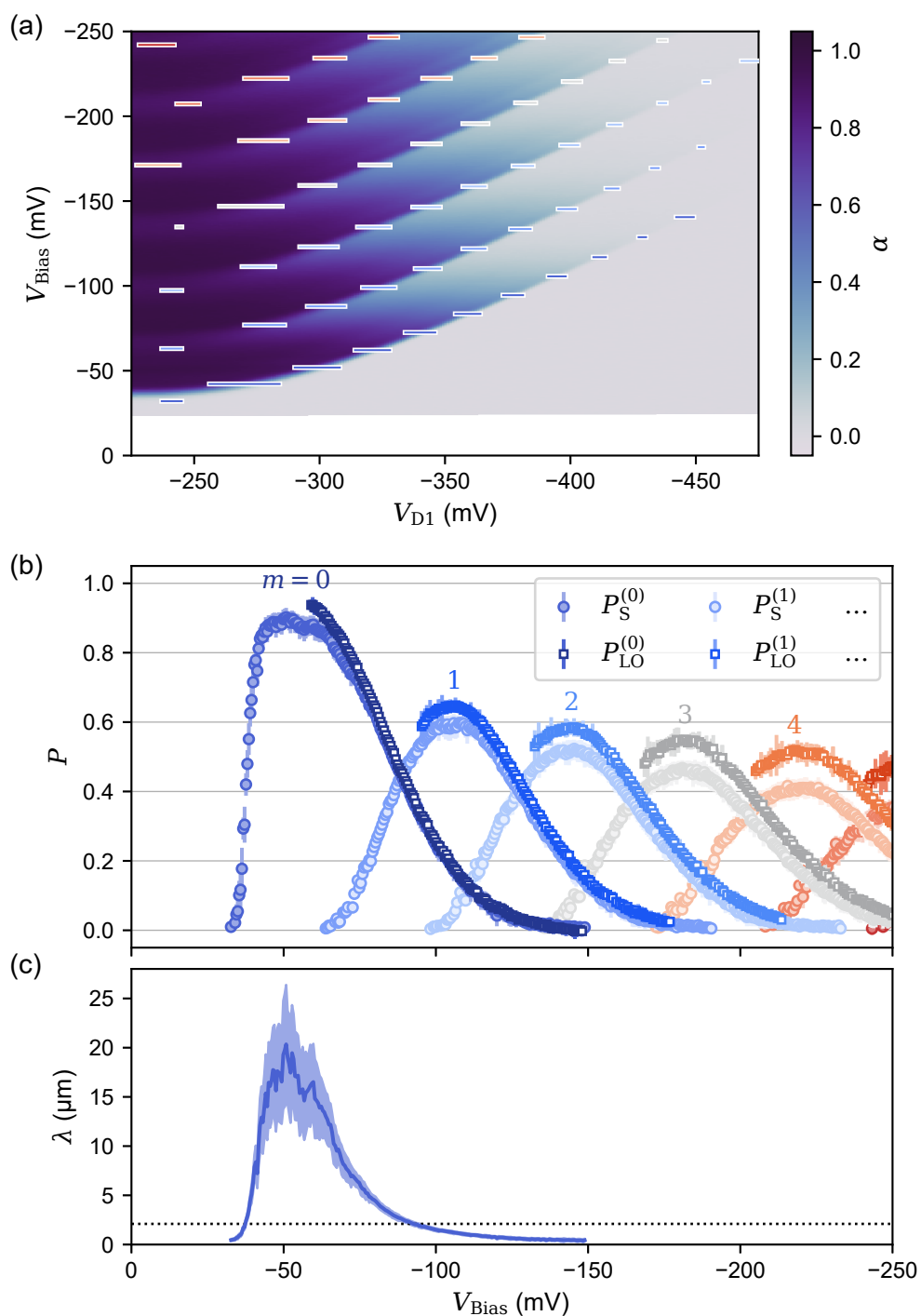


Abbildung 4.5: (a) Messung des Transferkoeffizienten α an Probe *P973-2 X2Y0 aa* mit $l = 2.1 \mu\text{m}$ bei $B = 10 \text{ T}$. Horizontale Linien markieren beispielhafte Segmente der Auswertung von $P_S^{(m)}$. (b) Extrahierte Wahrscheinlichkeiten $P_S^{(m)}$ (farbig gefüllte Kreise) und $P_{LO}^{(m)}$ (weiß gefüllte Quadrate) in Abhängigkeit von V_{Bias} . (c) Berechnete charakteristische Streulänge λ in Abhängigkeit von V_{Bias} , gepunktete Linie markiert $\lambda = l$.

für extrahierten Werte gegenüber den $P_S^{(m)}$ Werten versetzt erst bei höheren Emissionsenergien.

Für niedrige Werte von V_{Bias} ist in Abbildung 4.5a keinerlei Signatur transmittierter Elektronen nachweisbar, sodass sich entsprechend auch die Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen zu $P_S \approx 0$ ergibt. Im Bereich von $-35 \text{ mV} > V_{\text{Bias}} > -40 \text{ mV}$ tritt eine steile Zunahme von P_S bis auf ein Niveau von $P_{S,\text{max}} \approx 0.9$ auf, welches bis zu $V_{\text{Bias}} \approx -65 \text{ mV}$ etwa konstant bleibt. Im Anschluss ist eine exponentielle Abnahme von P_S zu beobachten, bis jenseits von $V_{\text{Bias}} \approx -150 \text{ mV}$ keine Signatur von Elektronen bei ihrer Emissionsenergie mehr nachweisbar ist. Der im gleichen Zuge zu beobachtende Anstieg von $P_S^{(1)}$ sowie insgesamt die Abfolge der $P_S^{(m>0)}$ beschreiben keine ungestreut an G_{D1} ankommenden Elektronen und werden an dieser Stelle vernachlässigt.

Ausgehend von P_S kann basierend auf der Länge l der Wegstrecke über einen simplen exponentiellen Zusammenhang

$$P_S = \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad (4.2)$$

eine charakteristische Streulänge λ berechnet werden [24, 25, 167, 178]. Für die in Abbildung 4.5b gezeigte Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen ist die charakteristische Streulänge in Abbildung 4.5c dargestellt, wobei die grundlegende Energieabhängigkeit von P_S reproduziert wird. Der Vergleich der Streulänge λ zur Wegstrecke l (gepunktete Linie in Abb. 4.5c) zeigt, dass in einem begrenzten Bereich von Emissionsenergien $\lambda \gg l$ gilt, das heißt Wechselwirkungen hier nur schwach ausgeprägt sind. Für die gezeigte Messung betrifft dies den intermediären Bereich von $-45 \text{ mV} \gtrsim V_{\text{Bias}} \gtrsim -60 \text{ mV}$, in welchem Maximalwerte von $\lambda \approx 20 \mu\text{m}$ beobachtet werden ($\lambda/l \approx 10$).

Die nachfolgenden Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2 befassen sich mit der Betrachtung der Wechselwirkungsmechanismen, die das Transportregime von $\lambda \gg l$ in Richtung geringer und hoher Emissionsenergien begrenzen. Neben der physikalisch interessanten Fragestellung der relevanten Wechselwirkungsprozesse hat das zu entwickelnde physikalische Verständnis auch für perspektivische experimentelle Anordnungen, die eine Ausrichtung auf dieses energetische Regime minimaler Streuung erfordern, eine unmittelbare Bedeutung.

4.3.1 Elektron-Elektron-Streuung

In diesem Abschnitt wird zunächst das niederenergetische Regime geringer V_{Bias} betrachtet („gering“ meint hier grundsätzlich $V_{\text{Bias}} \rightarrow 0 \text{ mV}$). Die Abbildungen 4.6a und 4.6c stellen die entsprechenden Ausschnitte aus den Abbildungen 4.5b und 4.5a erneut dar. Wie bereits zuvor beschrieben existiert im Limit $V_{\text{Bias}} \rightarrow 0 \text{ mV}$ ein ausgedehntes Regime, innerhalb dessen unabhängig der Höhe von G_{D1} keine Transmission von Elektronen über die Barriere nachzuweisen ist ($\alpha \approx 0$, rote Schraffuren). $\alpha \approx 0$ gilt hier selbst bei Betrachtung eines sub-pA-Schwellwertes, welcher in Ref. [179] in einer ähnlichen Schaltung für den Bereich geringer Biasspannungen $|V_{\text{Bias}}| \leq 3 \text{ mV}$ zur Barrierenkalibration verwendet wurde. Die Transmission von Elektronen und damit auch

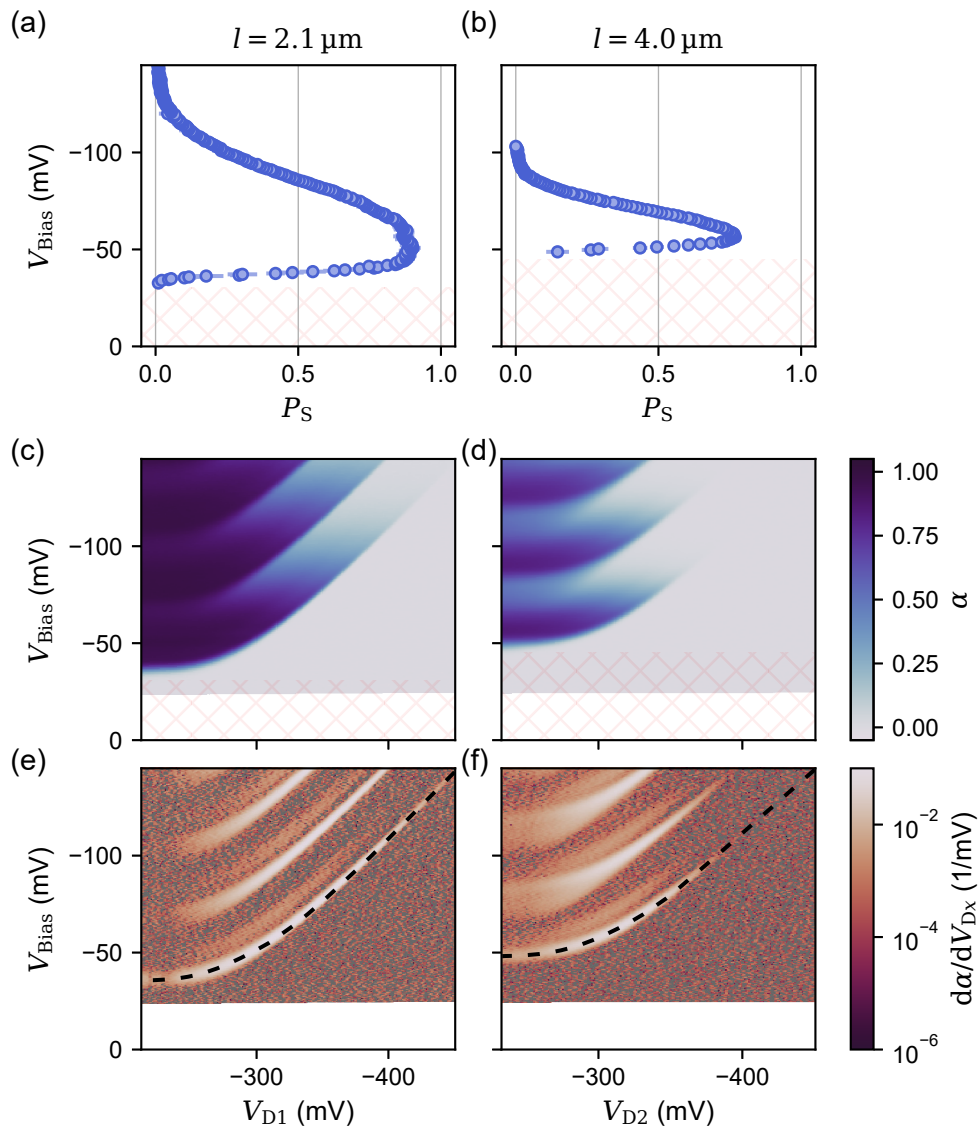


Abbildung 4.6: Transportcharakteristik im niederenergetischen Grenzfall. (a),(b): Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen P_S in Abhängigkeit von V_{Bias} an zwei Detektionsbarrieren (a) G_{D1} und (b) G_{D2} derselben Probe (*P973-2 X2Y0 aa*, $B = 10$ T). Teilbilder (c),(d) zeigen zugrunde liegende Rohdaten (Transferkoeffizienten α) und (e),(f) deren Ableitungen. Schraffuren markieren energetische Regimes mit $\alpha = 0$. Gestrichelte Linien in (e),(f) zeigen Kurvenanpassung an das Modell nach Gleichung 4.3. (a),(c) zeigen Ausschnitte aus Abb. 4.5.

$P_S > 0$ setzen hier erst oberhalb einer minimalen Biasspannung ein, die typischerweise in der Größenordnung einzelner zehn mV liegt und hier etwa -30 mV beträgt. In Übereinstimmung zu kürzlich durch Ota *et al.* in Ref. [25] beschriebenen Beobachtungen wird als Ursache dieses Regime das Auftreten starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen betrachtet. Betroffen ist dasjenige Spektrum von Elektronen mit begrenzten Abständen zwischen Emissions- und Fermi-Energien. Mit steigender Emissionsenergie nimmt der energetische Überlapp mit Elektronen aus dem Fermi-See ab, während gleichzeitig infolge steigender Ausbreitungsgeschwindigkeit die Wechselwirkungsdauer sinkt, sodass die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen zunehmend unterdrückt werden.

Zur Modellierung dieses Effektes haben Ota *et al.* in Ref. [25] ein Potenzgesetz zur Beschreibung der ballistischen Signatur (P_S) herangezogen (vgl. Kap. 2.5.1), welches die mittlere Energie der Elektronen am Ort der Detektionsbarriere in der Form

$$E_D = \left(E_0^{\kappa+1} - E_{\text{th}}^{\kappa+1} \right)^{1/(\kappa+1)}, \quad (4.3)$$

formuliert. Dieses Potenzgesetz kann an eine gemessene Signatur von P_S angepasst werden, hier wird dafür als Emissionsenergie $E_0 = -eV_{\text{Bias}}$ angenommen und darauf aufbauend wie in Abschnitt 4.2 beschrieben die Kalibration von E_D abgeleitet. Als Ergebnis einer Kurvenanpassung ergeben sich für den in Abbildung 4.6c gezeigten Datensatz die phänomenologische Schwellwertenergie $V_{\text{Bias,th}} \approx -36$ mV und der Formfaktor $\kappa \approx 3.3$. Die resultierende Modellierung ist in Abbildung 4.6e der Ableitung $d\alpha/dV_{D1}$ als gestrichelte Linie überlagert und beschreibt die beobachtete Systematik der P_S -Signatur in α gut.

Die Abbildungen 4.6b, 4.6d und 4.6f zeigen analog einen weiteren Datensatz an einer weiter entfernt liegenden Barriere G_{D2} ($l = 4 \mu\text{m}$). Anhand dieser ist zu erkennen, dass das Regime von $\alpha \approx 0$ in Richtung höherer Emissionsenergien (stärker negativer V_{Bias}) erweitert ist, für die in Abbildung 4.6b gezeigte Kurvenanpassung ergibt sich eine Übereinstimmung zur Signatur von P_S für Werte von $V_{\text{Bias,th}} \approx -48$ mV und $\kappa \approx 4.3$. Eine Längenabhängigkeit von E_{th} bzw. $V_{\text{Bias,th}}$, wie sie hier damit beobachtet wird, wurde ebenfalls in Ref. [25] diskutiert, wobei dort eine Abhängigkeit $E_{\text{th}} \propto l^{1/(\kappa+1)}$ beschrieben wurde.

Für einen Vergleich mit dieser Erwartung wird ein weiterer Datensatz an einer anderen Probe mit insgesamt 7 unterschiedlichen Wegstrecken l herangezogen. Abbildung 4.7a zeigt die für diese Probe bestimmten Werte der Schwellwertbiasspannung $V_{\text{Bias,th}}$ in Abhängigkeit von l . Als Fehlerbalken der Bestimmung von $V_{\text{Bias,th}}$ wird für die Breite der Stufen-signatur eine typische energetische Ausdehnung von Elektronenwellenpaketen angezeigt (3 meV lt. Ref. [81]), der Fehlerbalken der Länge l basiert auf möglichen Abweichungen im Ort der Elektronenemission (vgl. Abschnitt 4.4). Die bestimmten Werte von $V_{\text{Bias,th}}$ zeigen eine monotone Zunahme mit steigender Länge l . Zum Vergleich mit der erwarteten Längenabhängigkeit $E_{\text{th}} \propto l^{1/(\kappa+1)}$ ist der Abbildung in Linienform das Ergebnis einer Kurvenanpassung daran ergänzt. Selbige ergibt einen Wert von $\kappa \approx 1$, welcher den Beobachtungen in Ref. [25] vergleichbar ist. Die resultierende Systematik stimmt unter Ausreizung der Fehlerbalken mit

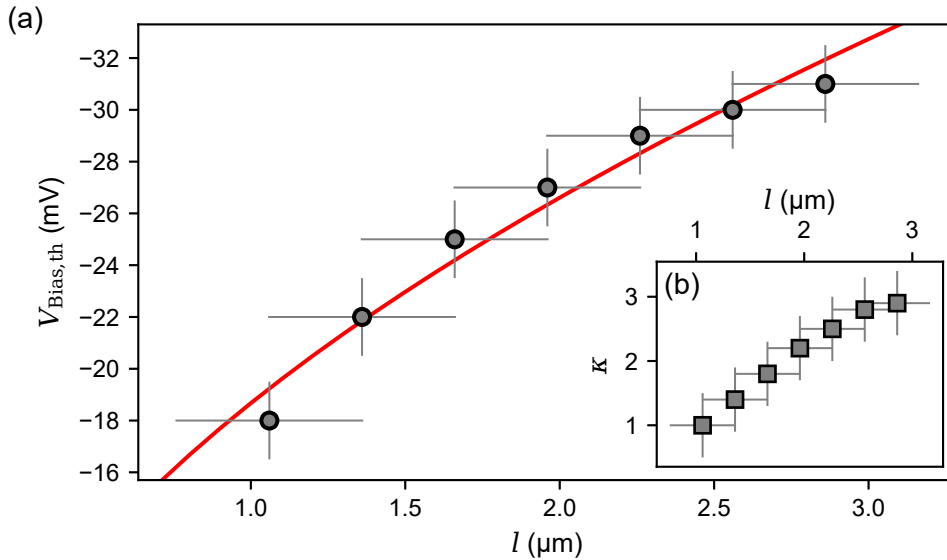


Abbildung 4.7: (a) Schwellwertbiasspannung $V_{\text{Bias,th}}$ als Ergebnis von Kurvenanpassungen wie in Abb. 4.6, in Abhängigkeit der Entfernungen l verschiedener Detektionsbarrieren G_{Dn} der Probe *SEP1710 X0Y5* (Symbole, $B = 10$ T). Beschreibung der Fehlerbalken im Text. Rote Linie: Kurvenanpassung der bestimmten Werte an Proportionalität $E_{\text{th}} \propto l^{1/(\kappa+1)}$ ($\kappa \approx 1$). (b) Zu $V_{\text{Bias,th}}$ -Werten in (a) gehörige Werte des Formfaktors κ .

den experimentell bestimmten Werten überein, für eine eindeutige Bewertung sollte zukünftig allerdings ein größerer Bereich an Wegstrecken untersucht werden.

Werte von κ werden darüber hinaus auch im Zuge der Extraktion der $V_{\text{Bias,th}}$ bestimmt und sind in Abbildung 4.7b dargestellt. Darin ist eine monotone Zunahme von κ mit steigender Länge l zu beobachten, welche mit einem Maximalwert von $\kappa \lesssim 3$ jedoch deutlich von dem Wert aus der Extrapolation der Längenabhängigkeit von $V_{\text{Bias,th}}$ abweicht. Insofern ist insgesamt zu konstatieren, dass der Potenzgesetz-basierte Ansatz aus Ref. [25] zwar die experimentell beobachtete Systematik der starken Elektron-Elektron-Wechselwirkungen qualitativ zu beschreiben vermag. Die Modellierung der physikalischen Ursache scheint jedoch noch nicht im Detail erkannt zu sein und sollte insofern in zukünftigen Forschungsarbeiten weitergehend untersucht werden.

4.3.2 Elektron-Phonon-Streuung

Nach der Betrachtung des im niederenergetischen Limit dominanten Wechselwirkungsmechanismus wird nun die Wechselwirkung im höherenergetischen Regime untersucht. Da der Transport sich hier immer weiter von der Fermi-Energie entfernt, ist der zuvor diskutierte Einfluss der Streuung mit Elektronen aus dem Fermi-See in diesem Fall als zunehmend vernachlässigbar anzusehen [26]. Wie bereits in Abschnitt 4.2 diskutiert und auch in Abbildung 4.5 erkennbar, besteht eine Ursache der Abnahme von P_S bzw. λ mit steigender Energie in der zunehmenden Emissionswahrscheinlichkeit von Phononen.

Hier stehen die anhand ihrer festen energetischen Signatur $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36 \text{ meV}$ eindeutig identifizierbaren longitudinal optischen Phononen im Fokus. In dem zuvor beschriebenen, niederenergetischen Regime ist die LO-Phonon-Emission für Emissionsenergien unterhalb der LO-Phonon-Energie hingegen unterdrückt.

In Kapitel 2.5.3 wurde bereits ein kürzlich von Emary *et al.* beschriebenes theoretisches Modell der direkten [22] und indirekten [23] LO-Phonon-Emission in einem transversalen parabolischen Einschlusspotential vorgestellt, welches nun zur Analyse der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen im Vergleich mit den experimentellen Beobachtungen herangezogen und anhand dessen auf seine Übereinstimmung hin überprüft werden soll. Von dessen spezifischen Einflussgrößen ist das Magnetfeld B als experimenteller Parameter einstellbar, während die materialspezifische vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion a und das transversale Einschlusspotential $\hbar\omega_y$ zwei Unbekannte darstellen. Von diesen hat $\hbar\omega_y$ einen maßgeblichen Einfluss auf die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, da es direkt auf die räumliche Bewegung eines Elektrons im Zuge der LO-Phonon-Emission wirkt und damit unmittelbar den Streuquerschnitt beeinflusst (vgl. Kap. 2.5.3). Das transversale Einschlusspotential $\hbar\omega_y$ wurde in SEP-basierten Schaltungen bislang auf Basis von Laufzeitmessungen über die Energieabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit charakterisiert [24, 82]. Das Auftreten eines ausreichend großen Laufzeitunterschieds erfordert dabei aufgrund der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen eine vergleichsweise lange Trajektorie. In Materialsystemen mit starken Elektron-Phonon-Wechselwirkungen (entsprechend großen $\hbar\omega_y$) kann die Messung des Laufzeitunterschieds bei langen Flugbahnen infolge des vollständigen Energieabbaus der injizierten Elektronen unmöglich werden – große $\hbar\omega_y$ sind für derartige Messungen folglich tendenziell unzugänglich. Darüber hinaus bedürfen Laufzeitmessungen dedizierter Probengeometrien und eignen sich somit nur begrenzt als universales Charakterisierungsverfahren.

Hier werden im Folgenden erstmals experimentelle Beobachtungen der Energieabhängigkeit der LO-Phonon-Emission mit dem zuvor beschriebenen Modell verglichen und damit im späteren Verlauf eine alternative Methode zur Extraktion des transversalen Einschlusspotentials $\hbar\omega_y$ entwickelt. Mit der Energieabhängigkeit von P_{LO} wird eine Größe herangezogen, die in experimentell relevanten Probengeometrien üblicherweise zugänglich ist. Abbildung 4.8a reproduziert die bereits in Abbildung 4.5b gezeigten Daten von P_{LO} (Symbole), an die eine MC-basierte Modellierung der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit angenähert werden soll. Die Länge $l = 2.1 \mu\text{m}$ des Wellenleiters und das Magnetfeld $B = 10 \text{ T}$ sind hierbei experimentell festgelegt, als Fit-Parameter wird neben $\hbar\omega_y$ und a der Energieoffset E_{Offs} verwendet (vgl. Gl. 4.1). Zur Begrenzung der Rechenzeit werden ausschließlich die äußersten beiden Landau-Niveaus berücksichtigt ($n \in \{0, 1\}$). Aufbauend auf Beobachtungen in Ref. [24], denen zufolge die Einbeziehung der indirekten, LADP-unterstützten, LO-Phonon-Emission eine bessere Übereinstimmung zu experimentell beobachteten Emissionsraten erzielte, werden für die Modellierung hier sowohl die direkte als auch die LADP-unterstützte LO-Phonon-Emission berücksichtigt.

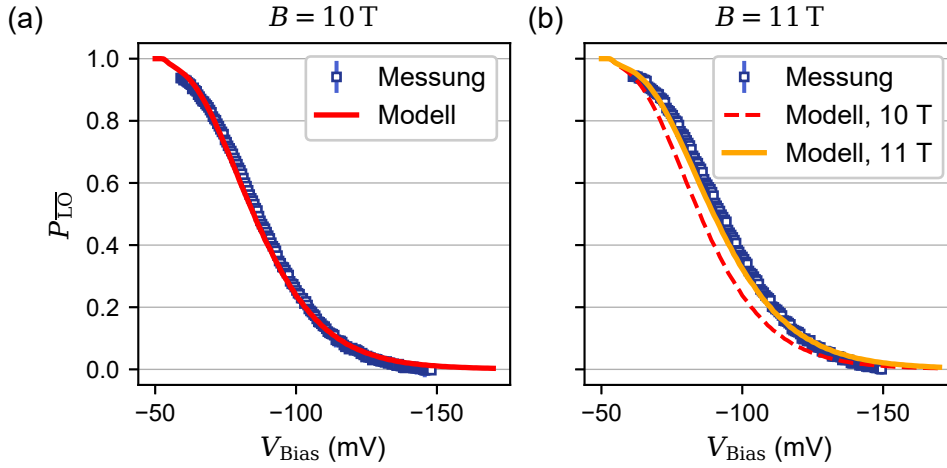


Abbildung 4.8: LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten $P_{\overline{\text{LO}}}$ im Vergleich zwischen Messung (Symbole) und theoretischer Modellierung (Linien), dargestellt für zwei Magnetfelder: (a) $B = 10$ T, (b) 11 T. Parameter der Modellierung: $l = 2.1 \mu\text{m}$, $\hbar\omega_y \approx 5.5 \text{ meV}$, $a \approx 2.5 \text{ nm}$, $E_{\text{Offs}} \approx -11.6 \text{ meV}$, B entsprechend Teilbild. 10^6 Trajektorien simuliert. Probe *P973-2 X2Y0 aa*, Daten in (a) aus Abb. 4.5b.

Als Ergebnis einer Ausgleichsrechnung ergeben sich für die gezeigten Messdaten hier $\hbar\omega_y \approx 5.5 \text{ meV}$, $a \approx 2.5 \text{ nm}$ und $E_{\text{Offs}} \approx -11.6 \text{ meV}$. Die damit simulierte LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit ist Abbildung 4.8a linienförmig überlagert und bildet die durch die Messwerte beschriebene Charakteristik sehr gut ab, zeigt also eine grundsätzliche Übereinstimmung der Energieabhängigkeit zwischen theoretischer Modellvorstellung und experimenteller Beobachtung. Die vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion a stellt einen 2DEG-spezifischen Wert da, welcher nur einen geringen Einfluss auf das Ergebnis der Kurvenanpassung nimmt und somit nur von nachrangiger Aussagekraft ist (vgl. auch Ref. [24]). Der aus der Anpassung bestimmte Wert ist vergleichbar zu Literaturwerten (3 nm in Ref. [23]). Der für die Anpassung maßgebliche Wert von $\hbar\omega_y$ als Kenngröße des transversalen parabolischen Einschlusspotentials ist ebenfalls probenabhängig. Der hier in Abwesenheit einer Modulationselektrode für den Transport entlang der geätzten Kante der Mesostruktur bestimmte Wert von $\hbar\omega_y \approx 5.5 \text{ meV}$ liegt plausiblerweise deutlich oberhalb von in Ref. [82] in Proben mit elektrostatisch modulierten Randpotentialen beobachteten Werten (1.8 meV bis 2.7 meV).

Als weitergehender Test der Robustheit der Kurvenanpassung wird die Energieabhängigkeit erneut für den Fall der kontrollierten Veränderung eines äußeren Parameters betrachtet. Konkret wird hier das äußere Magnetfeld um 1 T auf 11 T erhöht, die damit gemessenen Werte von $P_{\overline{\text{LO}}}$ sind in Abbildung 4.8b analog zu Abb. 4.8a dargestellt (Symbole). Anhand der aus Abbildung 4.8a reproduzierten 10 T-Modellierung (rot) ist erkennbar, dass die experimentell bestimmte LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit mit steigendem Magnetfeld zunimmt. Das bedeutet, dass sich die in Abhängigkeit der Energie zu beobachtende Reduktion von $P_{\overline{\text{LO}}}$ in Richtung höherer Emissionsenergien

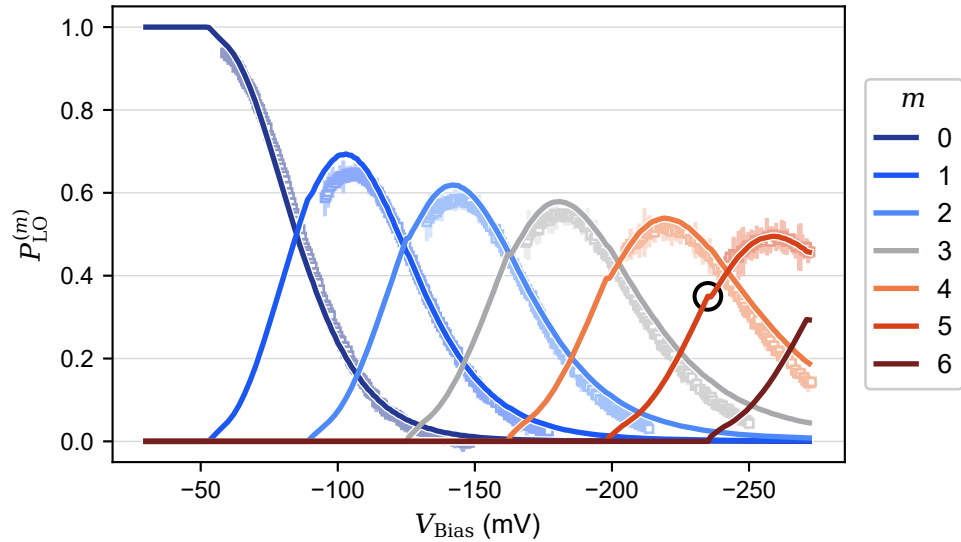


Abbildung 4.9: Wahrscheinlichkeiten der Emission von m Phononen für $0 \leq m \leq 5$ im Vergleich zwischen Messung ($P_{LO}^{(m)}$, Symbole) und Modell (Linien). Datensatz und Modellparameter aus Abb. 4.8a. Kreis markiert beispielhaft Artefakt der MC-Simulation.

verschiebt und ist konsistent zu dem gemäß Kapitel 2.5.3.3 in der Modellvorstellung erwarteten Trend. Unter der Annahme, dass a , $\hbar\omega_y$ und E_{Offs} durch Variation von B nicht beeinflusst werden, ist der Messung zusätzlich eine Modellierung mit $B = 11$ T und ansonsten identischen Parametern überlagert (orangefarben). Deren Übereinstimmung mit den Messwerten reproduziert die treffende Abbildung der Energieabhängigkeit im Vergleich zwischen Modell und Experiment.

Bisher erfolgte der Vergleich zwischen Messungen und Modellierungen lediglich anhand der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit. Tatsächlich kalkuliert die zugrunde liegende MC-Simulation im Zuge der räumlichen Nachverfolgung der Elektronentrajektorien die Entwicklung der Elektronenenergie auch über die erste LO-Phonon-Emission hinaus. Folglich können auch die Wahrscheinlichkeiten $P_{LO}^{(m>0)}$ der Emission von einem oder mehreren LO Phononen extrahiert werden. Der zuvor diskutierte 10 T Datensatz ist in Abbildung 4.9 für $m \leq 6$ erneut gezeigt und durch die vollständige mit den zuvor beschriebenen Parametern simulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung überlagert. In den modellierten Kurven sind darin in regelmäßigen Abständen schwach ausgeprägte, aber über die statistische Streuung der MC-Simulation hinausgehende Stufen auszumachen (beispielhaft bei $V_{Bias} \approx -235$ mV umkreist). Hierbei handelt es sich um Artefakte aus der Diskretisierung der Energien im Zuge der MC-Simulation, infolge derer diskrete Schwellwertenergien für die Emission zusätzlicher LO Phononen existieren, an denen sich diese Stufen herausbilden.

Die gezeigte Modellierung beschreibt die experimentell beobachtete Abfolge aus mit steigender Emissionsenergie aufeinanderfolgenden Maxima der $P_{LO}^{(m)}$ ex-

zellent. Es wird eine Übereinstimmung der Periodizität der aufeinanderfolgenden Maxima, der sukzessiven Reduktion der Maxima in den aufeinanderfolgenden $P_{\text{LO}}^{(m)}$ sowie deren Breiten beobachtet, wobei die maximalen systematischen Abweichungen $\Delta P_{\text{LO}}^{(m)} < 0.05$ sind. Der hier über einen ausgedehnten Bereich von Emissionsenergien beobachtete hohe Grad an Übereinstimmung des von Emary *et al.* entwickelten Modells der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen im parabolischen transversalen Einschlusspotential [22, 23] mit den experimentellen Beobachtungen stellt ein starkes Indiz dafür dar, dass Energieverluste von Elektronen in diesem Regime maßgeblich durch die Emission longitudinal optischer Phononen dominiert werden und dass dieselben durch diese Modellierung treffend abgebildet werden können. Zusätzlich deutet die Übereinstimmung auch darauf hin, dass weitere indirekte Pfade der LO-Phonon-Emission (z. B. durch piezoelektrische Streuung) offenbar berechtigterweise vernachlässigt werden können.

Methodenvergleich der Extraktion des Randpotentials

Für eine Beurteilung der Aussagekraft von aus einer Kurvenanpassung der Energieabhängigkeit gewonnenen Werten des transversalen Einschlusspotentials $\hbar\omega_y$ ist es sinnvoll, die Zahlenwerte mit den Ergebnissen alternativer Messverfahren zu vergleichen. Als alternatives Messprinzip bieten sich Laufzeitmessungen mittels dedizierter Probenstrukturen an [82], für die eine beispielhafte Geometrie in Abbildung 4.10a gezeigt ist. Der wesentliche Unterschied zu den im Rahmen dieses Kapitels ansonsten verwendeten Proben besteht darin, dass durch Verwendung einer zusätzlichen Strahlteilerbarriere G_S der Weg des Elektrons zwischen zwei unterschiedlich langen Pfaden hin- und hergeschaltet werden kann (durchgezogene und gestrichelte blaue Linien). An der Detektionsbarriere G_D kann durch ein zeitaufgelöstes Signal die Ankunftszeit der Elektronen bestimmt werden. Indem innerhalb dieser spezifischen Geometrie für beide Pfade dieselben Signalleitungen für Emission (G_{P1}) und Detektion (G_D) der Elektronen verwendet werden, können dabei zusätzliche Laufzeitunterschiede ausgeschlossen werden, sodass die Verschiebung in den Ankunftszeiten an G_D bei Wechsel der Pfadlänge direkt dem Laufzeitunterschied entspricht. Auf Grundlage dessen kann mit dem Längenunterschied die Ausbreitungsgeschwindigkeit v bestimmt werden, aus deren Energieabhängigkeit wiederum $\hbar\omega_y$ extrahiert werden kann [82].

Eine derartige Charakterisierung wurde von N. Ubbelohde vorgenommen und wird anhand von Abbildung 4.10b diskutiert. Dort sind für zwei Proben beispielhaft die aus Ausbreitungsgeschwindigkeiten berechneten Werte von $\hbar\omega_y$ dargestellt (schraffierte Balken), denen zum Vergleich die Resultate gemäß der zuvor beschriebenen energieabhängigen Modellierungen der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit gegenübergestellt sind (eingefärbte Balken). Die Abweichungen zwischen den beiden Charakterisierungsverfahren betragen probenabhängig $\Delta\hbar\omega_y \approx 0.75$ meV bzw. 0.25 meV. Dabei ist anzumerken, dass für kurze Strecken und die für große $\hbar\omega_y$ entsprechend hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten die Bestimmung der damit verbunden geringen Laufzeit-

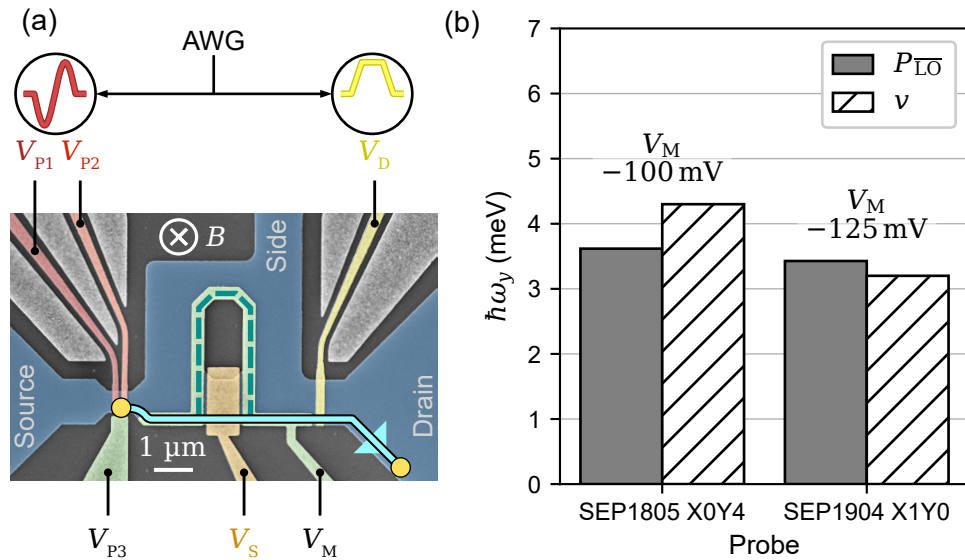


Abbildung 4.10: (a) Geometrie einer Probenstruktur zur Messung von Laufzeitunterschieden. Höhe einer zentralen Strahlteilerbarriere G_S moduliert Länge des Elektronenpfads (blaue Linie) durch Zuschalten eines zusätzlichen bogenförmigen Segments (gestrichelt). (b) Gegenüberstellung von Zahlenwerten des transversalen Einschlusspotentials, bestimmt aus den Energieabhängigkeiten von $P_{\overline{LO}}$ (ausgefüllt) bzw. v (schraffiert, Laufzeitmessungen) für zwei Proben. Zur Erhöhung der Transmission über G_D ist $V_M < 0 \text{ mV}$ gesetzt (vgl. Abschnitt 4.5.1). Laufzeitmessungen durch N. Ubbelohde.

unterschiede zunehmend ungenau wird. Der für $\hbar\omega_y^{\text{Laufzeit}} \approx 4.3 \text{ meV}$ an Probe SEP1805 X0Y4 beobachtete Unterschied von $\Delta\hbar\omega_y \approx 0.75 \text{ meV}$ liegt insofern im Rahmen der Unsicherheit der laufzeitbasierten $\hbar\omega_y$ -Bestimmung.

Es ist zudem zu berücksichtigen, dass das Randpotential entlang der Elektronenpfade nicht konstant ist, sondern sich mindestens darin unterscheidet, dass die Strecken zwar überwiegend entlang der geätzten Kante des 2DEGs verlaufen, jedoch zumindest auf dem längeren Pfad in der Umgebung von G_S anteilig auch im 2DEG-Inneren in einem mit Sicherheit abweichenden Randpotential. Folglich sind die Ergebnisse grundsätzlich eher als *mittlere* $\hbar\omega_y$ zu werten, die entsprechend der Teilstrecken gewichtete Anteile verschiedener Randpotentiale enthalten. Darüber hinaus sind die Pfade, welche von beiden Herangehensweisen zur Extraktion von $\hbar\omega_y$ charakterisiert werden, nicht deckungsgleich: Während die Geschwindigkeitsmessung nur den innenliegenden Bogen charakterisiert, hängt $P_{\overline{LO}}$ von der vollständigen Wegstrecke zwischen G_{P2} und G_D ab. Auch wenn die Größe der zum Vergleich beider Extraktionsmethoden von $\hbar\omega_y$ herangezogenen Stichprobe für eine allgemeingültige Beurteilung zu klein ist, deuten die beobachteten Abweichungen unter Berücksichtigung der voranstehenden Diskussion jedoch zunächst nicht auf einen grundsätzlichen Widerspruch zwischen beiden Verfahren hin.

Nachdem die Charakterisierung der Energieabhängigkeit von $P_{\overline{LO}}$ qualitative und quantitative Übereinstimmungen zwischen $P_{\overline{LO}}$ -Modellierungen und -Messungen zeigte, erfolgen in den nächsten Abschnitten zur Betrachtung

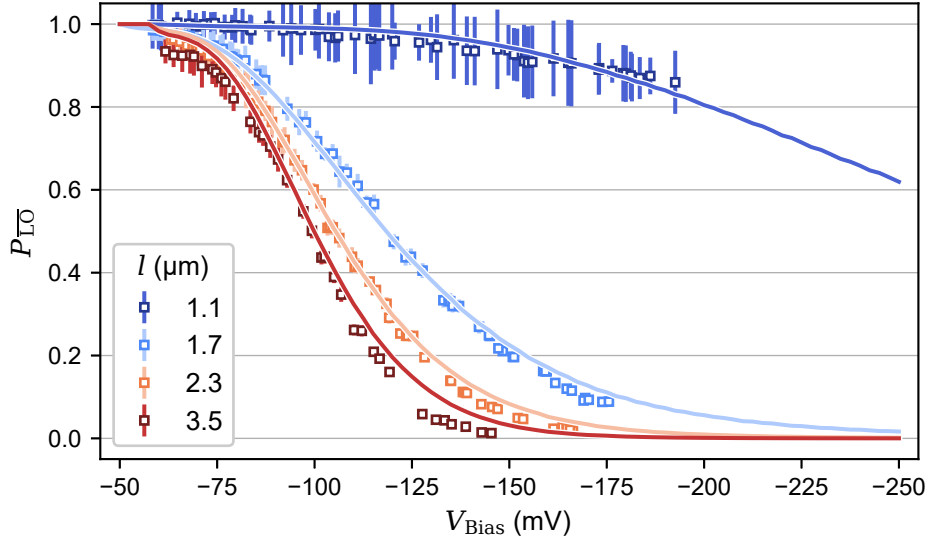


Abbildung 4.11: Gemessene LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten P_{LO} für vier unterschiedliche Wegstrecken l (Symbole) an Probe *SEP1904 X0Y0*. $B = 10\text{ T}$, keine Modulationselektrode vorhanden. Überlagert sind Kurvenanpassungen an die theoretische Modellierung (Linien), für die alle vier Datensätze mit individuellen $\hbar\omega_y(l)$ und $E_{Offs}(l)$ sowie identischen $a(l) = a$ angepasst sind.

der Konsistenz im Rahmen des zugrunde liegenden Modells weitergehende Untersuchungen der LO-Phonon-Emission auch in Abhängigkeit zusätzlicher Parameter.

4.4 LÄNGENABHÄNGIGKEIT DER LO-PHONON-EMISSION

Die Länge der von einem Elektron zurückgelegten Wegstrecke trägt erst indirekt über die Definition des zur Wechselwirkung zur Verfügung stehenden Zeitraumes zu den Phononemissionswahrscheinlichkeiten bei. Darüber eignet sich die Untersuchung der Längenabhängigkeit der LO-Phonon-Emission ebenfalls für einen Vergleich zwischen experimentellen Beobachtungen und der Simulation im Rahmen des Modells.

Abbildung 4.11 zeigt als Symbole für eine Abb. 4.1c vergleichbare Probe die an vier unterschiedlichen Barrieren G_{D1} - G_{D4} gemessenen LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten. Anders als zuvor kennzeichnen die verwendeten Farben hier nicht die unterschiedlichen Anzahlen emittierter Phononen sondern die vier Wegstrecken. Für Kurvenanpassungen werden hier für jede Länge individuelle $\hbar\omega_y$ und E_{Offs} definiert, während die vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion a als innerhalb eines Wafers konstant vorausgesetzt wird. Alle Größen werden im Zuge einer simultanen Ausgleichsrechnung variiert, sodass sich für die Gesamtheit der vier Kurven insgesamt neun Parameter ergeben. Die Ergebnisse dieser Modellierung sind den Messwerten in Linienform überlagert. Anhand dessen werden wiederum auch quantitative Übereinstimmungen des Modells mit den Messwerten erkennbar. Abbildung 4.11 zeigt zur Wahrung

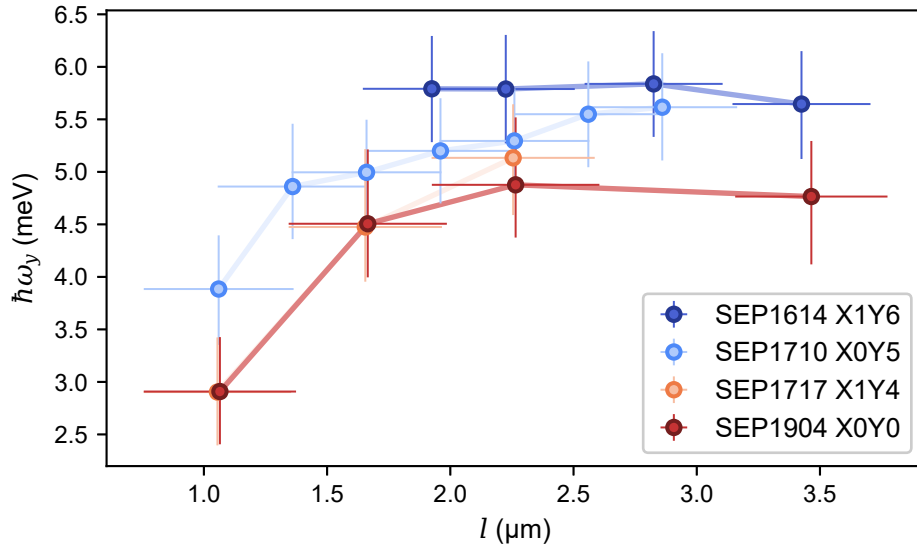


Abbildung 4.12: Längenabhängigkeit des transversalen Einschlusspotentials $\hbar\omega_y$, dargestellt als Ergebnis von Kurvenanpassungen an die Modellierung der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen. Zugrunde liegende Daten von vier unterschiedlichen Proben (s. Legende) mit verschiedenen Wegstrecken, jeweils bei $B = 10$ T und ohne Modulationselektrode. Die ersten zwei Datenpunkte der Probe *SEP1717 X1Y4* sind nahezu deckungsgleich zu denen der Probe *SEP1904 X0Y0*, sodass diese im Diagramm verdeckt werden. Erklärung der Fehlerbalken im Text.

der Übersichtlichkeit hier jeweils nur $P_{\overline{\text{LO}}}$. Die anhand dessen zu beobachtende systematische Übereinstimmung zwischen gemessenen und modellierten Verteilungen bleibt jedoch auch für $m > 0$ erhalten, konsistent zur vorausgegangenen Diskussion von Abbildung 4.9.

Aufbauend auf dem hohen Grad an Übereinstimmung werden im Folgenden für vier längenabhängige Datensätze die resultierenden Kenngrößen der Elektron-Phonon-Wechselwirkungen diskutiert. Jeder dieser vier Datensätze als solcher wird dabei analog zu Abbildung 4.11 ausgewertet. Die für die vertikale Ausdehnung der Wellenfunktion bestimmten Werte liegen vergleichbar zu der vorausgegangenen Beobachtung auf der Skala einzelner Nanometer ($1.5 \text{ nm} \lesssim a \lesssim 3 \text{ nm}$) und beeinflussen die Ergebnisse der Kurvenanpassungen wiederum nur schwach.

Die Betrachtung des transversalen Einschlusspotentials erfolgt anhand von Abbildung 4.12, welche die resultierenden Werte von $\hbar\omega_y$ in Abhängigkeit der Weglänge l darstellt. Für typische Geometrien von Elektronenquellen (bspw. Abb. 4.1c) wird angenommen, dass die Elektronenemission in der Mitte des Kanals erfolgt, dies lässt sich jedoch experimentell nicht verifizieren. Als Ausdruck dessen, dass die Emission tatsächlich auch näher am Rand erfolgen (und sich die Länge l dadurch ändern) könnte, sind die l -Koordinaten hier mit einem der halben Kanalbreite entsprechenden Fehlerbalken versehen, $\Delta l = \frac{\text{Kanalbreite}}{2}$. Um dem Rechnung zu tragen, werden die Anpassungen zusätzlich zum nominellen Wert erneut mit den Längen $l \pm \Delta l$ wiederholt. Die in Abbildung 4.12 gezeigten

Fehlerbalken von $\hbar\omega_y$ setzen sich aus dem Standardfehler der Anpassung mit nomineller Länge l , den Abweichungen der Anpassungen von $l \pm \Delta l$ gegenüber l sowie einem zusätzlich abgeschätzten Beitrag von 0.5 meV zusammen. Letzterer basiert auf dem zuvor angestellten Vergleich der $P_{\overline{10}}$ - und v -basierten $\hbar\omega_y$ -Bestimmungen und soll insbesondere auch zum Ausdruck bringen, dass die bestimmten Werte von $\hbar\omega_y$ als Mittelwerte des Randpotentials zu verstehen sind, welche entlang der jeweiligen Strecke l nicht notwendigerweise konstant sind (s. folgenden Abschnitt).

Für das transversale Einschlusspotential $\hbar\omega_y$ besteht die einfachste Hypothese in der Annahme, dass ein Elektron während der Passage der verschiedenen Elektroden kontinuierlich an einer gleichmäßig geätzten Kante der Mesastruktur entlangläuft. Ein dabei konstantes Randpotential sollte sich in diesem Fall auch in einem gleichbleibenden Wert von $\hbar\omega_y$ äußern. Bei Betrachtung von Abbildung 4.12 ist ein derartiges Verhalten jedoch lediglich für Streckenlängen oberhalb von etwa 1.5 μm zu beobachten, während im Limit kurzer Entfernungen mit Abnahme von l sinkende $\hbar\omega_y$ erkennbar sind. Die abgebildeten Kurven scheinen somit tendenziell für große l gegen konstante, probenabhängige Werte von $\hbar\omega_y$ zu konvergieren, in jedem Fall fällt die Änderung $d\hbar\omega_y/dl$ für kurze l auffällig am stärksten aus. Dies könnte in dem zuvor bereits im Rahmen der Längenunsicherheit diskutierten Ort der Emission von Elektronen aus der Elektronenquelle begründet sein. Angenommen, dass die Emission in der Kanalmitte erfolgt, würde das Elektron auf dem Weg entlang der Emissionsbarriere G_{P2} bis zum Erreichen des Rands der Mesa ein eindeutig vom dortigen Randpotential abweichendes Potential erfahren, infolge dessen es auch zu Abweichungen im über beide Beiträge gemittelten Wert von $\hbar\omega_y$ käme. Da der relative Anteil der Strecke entlang G_{P2} , welcher bei 1 μm Pfadlänge $> 25\%$ werden kann, mit zunehmender Strecke abnimmt, würde damit auch der Einfluss dieses abweichenden Randpotentials sinken, bis schließlich das ätzdefinierte Randpotential dominiert. Werden die $l \approx 1 \mu\text{m}$ Pfade unter diesem Vorbehalt außen vor gelassen, bewegt sich die verbleibende Längenabhängigkeit der $\hbar\omega_y$ innerhalb der Unsicherheiten. Somit ist aus der längenabhängigen Betrachtung von $\hbar\omega_y$ kein genereller Widerspruch gegen ein entlang der geätzten Mesakontur konstantes Randpotential abzuleiten.

Neben der Längenabhängigkeit erlaubt Abbildung 4.12 auch einen ersten Blick auf die Probenabhängigkeit von $\hbar\omega_y$. Hierbei zeigt sich in Richtung aufsteigender Probenbezeichnungen ($SEP1614 \rightarrow SEP1904$) eine systematische Abnahme von $\hbar\omega_y$, um insgesamt $\Delta\hbar\omega_y \approx 1 \text{ meV}$ (für $l \approx 2 \mu\text{m}$), entsprechend einer merklichen Reduktion der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen. Als Ursachen hierfür sind neben unterschiedlichen Probengeometrien prinzipiell Schwankungen sowohl in den Materialcharakteristiken als auch im Strukturierungsprozess denkbar, da die vier abgebildeten Proben sich sowohl in den Probengeometrien als auch in den Wafermaterialien unterscheiden.

Abbildung 4.13 zeigt abschließend längenabhängig die Werte des Energieoffsets E_{Offs} in analoger Weise zu Abb. 4.12, die gezeigten Fehlerbalken von E_{Offs} beinhalten hier abweichend nur die Beiträge aus Standardfehler der Kurvenanpassung und den Abweichungen der Anpassungen mit $l \pm \Delta l$. Hier ist zu

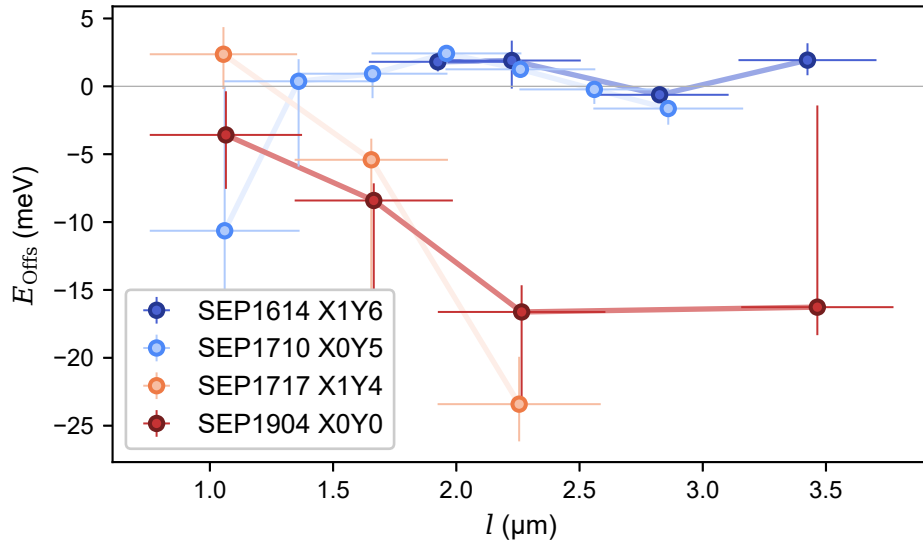


Abbildung 4.13: Längenabhängigkeit des Energieoffsets E_{Offs} , dargestellt als Resultat der Kurvenanpassungen deren $\hbar\omega_y$'s in Abb. 4.12 gezeigt sind.

beobachten, dass E_{Offs} bei zwei Proben näherungsweise längenunabhängig ausfällt, während die anderen beiden Proben eine Längenabhängigkeit erkennen lassen. Für die Proben *SEP1614 X1Y6* und *SEP1710 X0Y5* gilt (wiederum für $l > 1 \mu\text{m}$) $E_{\text{Offs}}(l) \approx 0 \text{ meV}$, demnach ließe sich eine kalibrierte Energieskala der Emissionsenergie in guter Näherung durch $E \approx -eV_{\text{Bias}}$ beschreiben. Demgegenüber sind für die Proben *SEP1717 X1Y4* und *SEP1904 X0Y0* für längere Strecken zunehmende negative Werte von E_{Offs} zu beobachten, welche deutlich von 0 meV abweichen. Ein Unterschied zwischen den beiden Paaren besteht darin, dass letztgenanntes wesentlich breitere Detektionsbarrieren besitzt, sodass der Kanal großflächiger mit Metall belegt ist. Wahrscheinlich ist, dass sich dadurch in dem schmalen Kanal ein starker Gradient der Ladungsträgerdichte ergibt, welcher durch eine Modulation des Potentialverlaufes am Ort der jeweiligen Spektroskopiebarriere G_{Dn} zur Beeinflussung von E_{Offs} beitragen könnte.

4.5 MANIPULATION VON STREUQUERSCHNITTEN

Nachdem zuvor bereits Anzeichen eines Einflusses von Ladungsträgerdichte oder auf der Mesostruktur aufliegenden Metallelektroden auf Randpotential und Streuwahrscheinlichkeit beobachtet wurden, erfolgt nun eine Untersuchung von Ansätzen für eine gezielte Manipulation. In diesem Abschnitt werden dabei zwei unterschiedliche Herangehensweisen diskutiert: Einerseits die Manipulation durch eine metallische, auf der Mesostruktur aufliegende Elektrode und andererseits eine laterale Manipulation durch eine seitlich benachbart zum Wellenleiter angeordnete Elektrode.

4.5.1 Manipulation durch aufliegende Elektrode

Für diese Manipulation wird eine zusätzliche metallische Modulationselektrode G_M auf dem Kanal aufgebracht. Kataoka *et al.* haben in Ref. [82] die Verwendung einer den Rand bedeckenden, mit negativer Spannung $V_M < 0$ mV beaufschlagten Elektrode zum Zwecke der Verarmung des 2DEGs im Bereich des Elektronenpfads eingeführt. Untersuchungen zeigten, dass dadurch teilweise auch die Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen unterdrückt werden [24, 82], sodass in Ref. [24] eine charakteristische Streulänge in der Größenordnung von $\lambda \approx 1$ nm demonstriert werden konnte. Dort wurde zur Untersuchung der Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und der bereits diskutierten Modellierung der LO-Phonon-Emission die LO-Phonon-Emissionsrate als $\Gamma = -(v/l) \ln(1 - P_{LO}^-)$ mittels Laufzeitmessungen bestimmt. Abweichend davon wird hier wiederum eine Untersuchung auf Basis der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit vorgenommen, sodass keine Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit benötigt wird. Auf Grundlage des in Abschnitt 4.3.2 beobachteten Grads der Übereinstimmung zwischen beiden Messverfahren kann dabei eine ähnliche Güte des Vergleichs erwartet werden.

Grundsätzlich können zur Manipulation der Transportcharakteristik sowohl ganzflächige als auch räumlich begrenzte Modulationselektroden verwendet werden. Während auch flächendeckende Elektroden eine Unterdrückung von Energieverlustmechanismen bewirken können (Messungen nicht gezeigt), ist die im Folgenden diskutierte, starke Unterdrückung von Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen nur bei anteiliger Bedeckung des Kanals zu beobachten. Es erscheint plausibel, dass die auf den Randbereich begrenzte Elektrode über einen Gradienten in der Ladungsträgerdichte eine stärkere Modulation des Randpotentials und damit der Streuquerschnitte der LO-Phonon-Emission ermöglicht. Darüber hinaus kann bei entsprechend stark negativem V_M der Elektronenpfad prinzipiell auch von der Mesakante weg ins Probeninnere verdrängt werden, sodass ein gänzlich von der geätzten Kante unabhängiges Randpotential induziert würde.

Hier wird eine Probe untersucht, deren Modulationselektrode 300 nm des 1 μ m breiten, geätzten Kanals bedeckt (für eine schematische Darstellung dieser Geometrie s. Abb. 4.15). Abbildung 4.14 stellt in Symbolform die experimentell erfassten Energieabhängigkeiten von P_{LO}^- für verschiedene V_M dar. Basierend auf der kurzen Strecke $l = 1.25$ μ m zeigt auch die als $V_M = 0$ mV abgebildete intrinsische Transportcharakteristik anteilig eine nahezu vollständige LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{LO}^- \approx 1$. Auffällig ist in dieser Kurve eine räumlich begrenzte Zunahme von P_{LO}^- bei steigender Emissionsenergie (mit Pfeil gekennzeichnet), welche der im untersuchten Modell zu erwartenden Energieabhängigkeit widerspricht. Vermutet wird, dass es sich hierbei um einen Störstelleneffekt handelt, konsistent dazu, dass die Ausprägung der Signatur mit der nachfolgend beschriebenen Änderung von V_M nachlässt. Als Folge des Anlegens eines negativen Potentials an G_M ist in Abbildung 4.14 eine systematische Zunahme von P_{LO}^- zu erkennen, welche eine deutliche Unterdrückung der Streuraten zeigt. Messungen an anderen Proben zeigen, dass eine Umkehr der

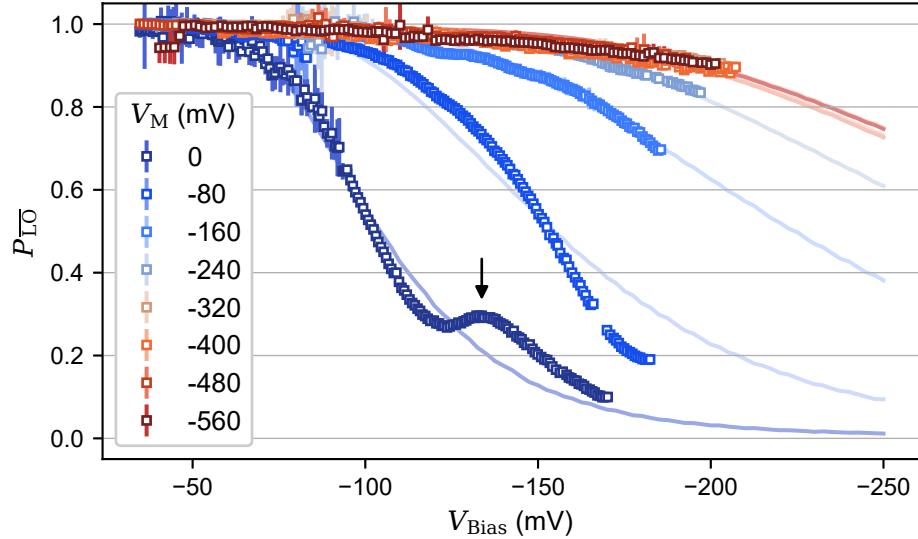


Abbildung 4.14: Energieabhängigkeit der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit P_{LO} für verschiedene Arbeitspunkte der Modulationselektrode V_M . Symbole: Messung an Probe *SEP1717 X1Y3*; $B = 10\text{ T}$, $l = 1.25\ \mu\text{m}$. Linien: Modellierte Kurven als Ergebnis von Kurvenanpassungen; $a \approx 2.8\ \text{nm}$, $E_{\text{Offs}} \approx -10.9\ \text{mV}$, $2.6\ \text{meV} \lesssim \hbar\omega_y \lesssim 5.1\ \text{meV}$ (s. Abb. 4.16).

Polarität, $V_M > 0\ \text{mV}$, in konsistenter Weise eine Abnahme von P_{LO} bewirkt und somit auf eine Erhöhung der Streuraten hinweist (nicht gezeigt).

Für $V_M < -320\ \text{mV}$ ist in Abbildung 4.14 keine weitere Erhöhung von P_{LO} zu erkennen, der Einfluss der Modulationselektrode scheint also insgesamt begrenzt zu sein. Eine mögliche Erklärung für diese Begrenzung ist in der mit der Variation von V_M einhergehenden räumlichen Verschiebung des Elektronenpfades zu finden. Für $V_M = 0\ \text{mV}$ wird Pfad des Elektrons durch die in das Ausgangsmaterial geätzte Kontur der Mesostruktur und die entstehende Randverarmungszone [180] definiert. Der dabei zu erwartende Elektronenpfad ist in Abbildung 4.15 als schwarzer Pfeil skizziert. Für stärker negativ werdende $V_M < 0\ \text{mV}$ ist zu erwarten, dass eine Verarmung des 2DEGs einsetzt, die zu einer auch von der Emissionsenergie abhängigen [82] Verschiebung des Transportpfades ins Probeninnere führt. Ultimativ wird der Elektronenpfad für die hier betrachteten Emissionsenergien vollständig von unterhalb der Modulationselektrode und damit zugleich auch vom Rand der Struktur in deren Inneres verdrängt sein (als grauer Pfeil in Abb. 4.15 skizziert), wobei das durch die Elektrode definierte Randpotential dann deutlich von dem ursprünglich an der geätzten Kontur des Kanals vorliegenden Randpotential abweicht. Da die resultierende Entfernung des Elektronenpfades vom Rand der Elektrode nichtlinear von V_M abhängt [181], erscheint es plausibel, dass mit zunehmender Entfernung des Elektronenpfades vom Rand der Elektrode die Wirkung einer Änderung in V_M auf das Randpotential schwächer wird und für stark negative V_M schließlich keine weitere Modulation der Elektron-Phonon-Streuquerschnitte zu beobachten ist.

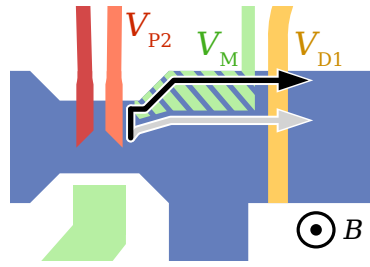


Abbildung 4.15: Schema der verwendeten Probengeometrie, Farbgebung entsprechend Abb. 4.1. Pfeile skizzieren vermutete Grenzfälle des durch G_M (schraffiert) modulierten Elektronenpfades für $V_M = 0$ mV (schwarz) und $V_M \ll 0$ mV (grau). Messung von $P_{\overline{LO}}$ an G_{D1} (orange).

Für die Untersuchung, inwieweit die experimentell beobachtete Veränderung der Transportcharakteristik als Modulation des parabolischen Einschlusspotentials erklärt werden kann, erfolgt eine Kurvenanpassung des bereits verwendeten Modells an die in Abbildung 4.14 gezeigten Daten. Die der Modellierung zugrundeliegende Annahme eines parabolischen Einschlusspotentials stellt hierbei für die nicht näher einzugrenzende Phase der Verschiebung des Elektronenpfades unterhalb der Modulationselektrode mutmaßlich eine Vereinfachung des realen Randpotentials dar, wodurch eine erhöhte Unsicherheit der auf diesem Wege bestimmten Kenngrößen bedingt wird. Als Parameter werden für jede der Kurven individuelle $\hbar\omega_y$ definiert, während für a und E_{Offs} basierend auf dem gleichbleibenden Schaltungssegment fixe Werte verwendet werden (in Summe zehn Parameter für acht Kurven). Da die zuvor diskutierte, aus der Verschiebung des Elektronenpfades vom Rand der Mesostruktur ($V_M = 0$ mV) in deren Inneres ($V_M \ll 0$ mV) resultierende Längenänderung nicht messbar ist, wird hier gleichbleibend die nominelle Länge $l = 1.25 \mu\text{m}$ verwendet. Die resultierenden Modellierungen ($2.6 \text{ meV} \lesssim \hbar\omega_y \lesssim 5.1 \text{ meV}$, $a \approx 2.8 \text{ nm}$, $E_{\text{Offs}} \approx -10.9 \text{ mV}$) sind in Abbildung 4.14 als Linien dargestellt. Jenseits des zuvor vermuteten Störstelleneffektes werden für $V_M \leq -160 \text{ mV}$ die gemessenen Daten durch die Modellierungen gut wiedergegeben. Es ist zudem denkbar, dass mit zunehmend negativem V_M der bereits in Abschnitt 4.4 spekulierte Beitrag des Pfades bis zum Erreichen der Kante der Mesostruktur (entlang G_{P2} , vertikaler Teil des schwarzen Pfeils in Abb. 4.15) minimiert wird, wenn sich der Elektronenpfad vom geätzten Rand in die Mitte der Probe verlagert. Dann würde, anders als im Fall geringer Amplitude von V_M , effektiv einzig noch das durch die Modulationselektrode G_M definierte Randpotential eine Rolle spielen (grauer Pfeil in Abb. 4.15). Die insgesamt zu beobachtende Übereinstimmung der Modellierungen mit den gemessenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen zeigt, dass sich die G_M -induzierte Erhöhung der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit im Rahmen einer Randpotential-dominierten Beeinflussung der Elektron-LO-Phonon-Streuquerschnitte erklären lässt.

Abbildung 4.16 stellt die extrahierten Werte von $\hbar\omega_y$ gegenüber V_M dar. Die Fehlerbalken von $\hbar\omega_y$ sind analog zu Abbildung 4.12 berechnet und beinhalten als solche auch eine Abschätzung der aus der Verschiebung des Elektronenpfades resultierenden Längenunsicherheit. Entsprechend der an $P_{\overline{LO}}$ beobachteten

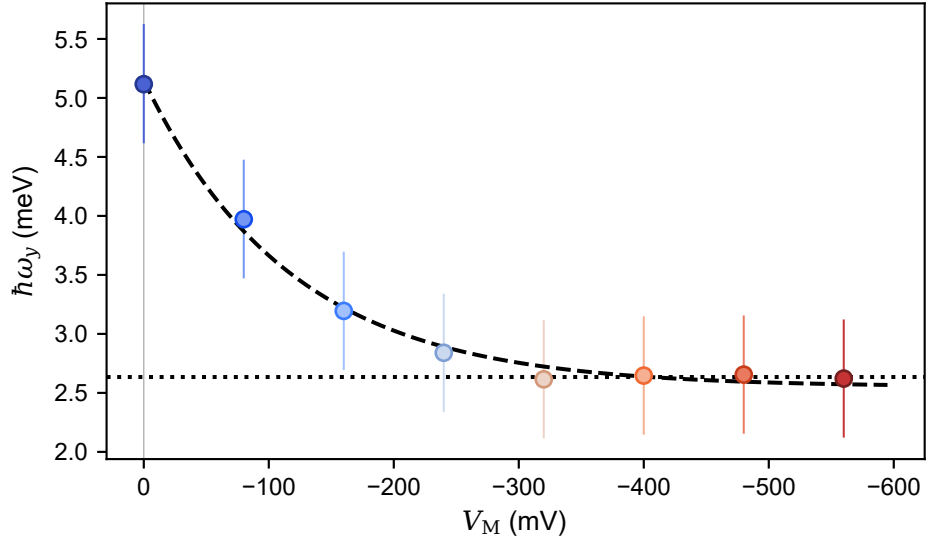


Abbildung 4.16: Aus Kurvenanpassungen in Abb. 4.14 bestimmte Werte des transversalen Einschlusspotentials $\hbar\omega_y$ in Abhängigkeit der Spannung V_M an der Modulationselektrode (Symbole). Gestrichelte Linie: Kurvenanpassung einer Exponentialfunktion mit Offset. Gepunktete Linie: Minimaler Wert von $\hbar\omega_y$.

Reduktion der LO-Phonon-Emission wird mit negativer werdenden V_M hierin eine Abnahme von $\hbar\omega_y$ sichtbar. Ausgehend von $\hbar\omega_y \approx 5.1$ meV wird ab $V_M \leq -320$ mV eine Halbierung auf $\hbar\omega_y \approx 2.6$ meV erreicht, auf der $\hbar\omega_y$ stagniert (gepunktete Linie). Ein exponentieller Zusammenhang (gestrichelte Linie) beschreibt die V_M -Abhängigkeit gut. Der unter Verwendung der Modulationselektrode induzierte Wert von $\hbar\omega_y \approx 2.6$ meV ist zudem gut zu einem in Ref. [82] unter ähnlichen Bedingungen aus Laufzeitmessungen bestimmten Wert von 2.7 meV vergleichbar.

Im Vergleich zu den SEP-betriebenen Untersuchungen in Ref. [24] zeigen die hier diskutierten Messungen einen Vorteil der Verwendung einer stochastischen Elektronenquelle zur Transportcharakterisierung. So kann die zuvor beobachtete Begrenzung des durch die Modulationselektrode einstellbaren Randpotentials im Limit geringer $\hbar\omega_y$ erst durch den stark erweiterten Bereich an zugänglichen Emissionsenergien festgestellt werden, während im Bereich um $V_{\text{Bias}} \approx -50$ mV $P_{\text{LO}} \approx 1$ unabhängig von V_M zu beobachten ist. Aufbauend auf der in diesem Zuge beobachteten Sättigung von $\hbar\omega_y$ sind einer Extrapolation der in Abhängigkeit von V_M erreichbaren Streulängen [24] somit Grenzen gesetzt.

4.5.2 Laterale Manipulation

Alternativ kann die Modulationselektrode als laterale, das heißt der zu manipulierenden Hauptmesa seitlich benachbarte Elektrode ausgelegt werden. Zwar ist zu erwarten, dass die aufliegende Elektrode durch die direktere räumlich Nähe der Elektrode zum Transportpfad der Elektronen eine stärkere Wirkung

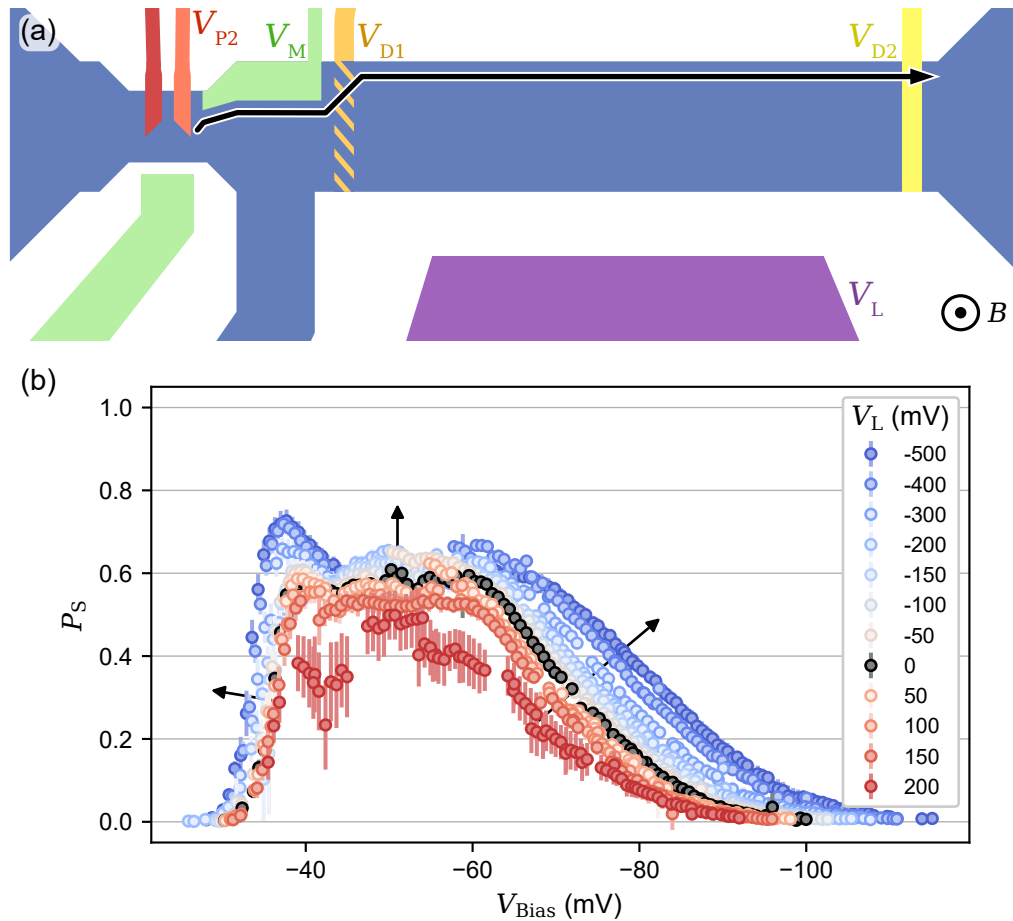


Abbildung 4.17: (a) Schema der experimentellen Anordnung. Gegenüber Abb. 4.15 ist G_{D1} hier inaktiv, die Transmissionsmessung erfolgt an G_{D2} (gelb). Durch G_M wird Streuung bis zu G_{D1} soweit möglich unterdrückt. Zusätzliche Mesastruktur (violett) bildet laterale Modulationselektrode G_L aus. (b) Messung der Energieabhängigkeit der ballistischen Überlebenswahrscheinlichkeit P_S in Abhängigkeit der Spannung V_L an G_L . Pfeile heben die tendenzielle Entwicklung mit stärker negativ werdendem V_L hervor. Probe *SEP1717 X1Y3*, $B = 10$ T, $l = 5.45$ μm (davon 1.25 μm durch G_M bedeckt, wobei $V_M = -350$ mV).

auf die Transportcharakteristik hat. Eine laterale Manipulation kann jedoch insbesondere für solche Strukturen interessant sein, in denen keine vertikalen Modulationselektroden platziert werden können, zum Beispiel innerhalb der im späteren Verlauf dieser Arbeit verwendeten Detektorinseln.

Die im Folgenden zu diskutierenden Messungen zur Charakterisierung der lateralen Manipulation erfolgen an der auch im vorigen Abschnitt verwendeten Probe, nutzen jedoch einen größeren Ausschnitt der Struktur, welcher schematisch in Abbildung 4.17a dargestellt ist. Die zuvor verwendete Detektionsbarriere G_{D1} ist hier inaktiv, stattdessen erfolgt die Messung der Transmission an der weiter entfernt liegenden Barriere G_{D2} . Auf der dem Elektronenpfad (Pfeil) gegenüberliegenden Seite des Kanals liegt zwischen den Barrieren G_{D1} und G_{D2} eine zweite Mesastruktur (violett), welche durch Anlegen einer Spannung

V_L als laterale Modulationselektrode G_L verwendet wird. Zur Minimierung des Einflusses der räumlich vor G_{D1} und damit weiter von G_L entfernt liegenden Teilstrecke wird in diesem Bereich durch $V_M = -350$ mV die Streuung soweit möglich unterdrückt (vgl. voriger Abschnitt), es existieren auf der Strecke zwischen G_{P2} und G_{D2} damit zwei ausgeprägte Bereiche unterschiedlicher Randpotentiale. In diesem Abschnitt wird die über den vollständigen Bereich von Emissionsenergien messbare Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen P_S betrachtet, wodurch die Untersuchung gegenüber den vorausgegangenen Abschnitten nicht allein auf die LO-Phonon-Emission fokussiert ist.

Abbildung 4.17b zeigt die Energieabhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen für verschiedene Elektrodenspannungen V_L . Infolge einer Vervielfachung der Streckenlänge l gegenüber der Untersuchung in Abschnitt 4.5.1 fällt die maximal zu beobachtende Überlebenswahrscheinlichkeit hier deutlich geringer aus [$\max(P_S(V_M = -350$ mV, $V_L = 0$ mV)) ≈ 0.6 an G_{D2} gegenüber $\max(P_S(V_M = 0$ mV)) > 0.9 an G_{D1}]. Durch Variation von V_L wird auch in dieser Anordnung eine systematische Modulation der Überlebenswahrscheinlichkeit P_S ausgelöst. Dabei trägt analog V_M erneut eine negative Spannung $V_L < 0$ mV zur Unterdrückung der Verlustmechanismen bei, während positive Werte von V_L einen umgekehrten Trend der Reduktion von P_S bewirken. Die Systematik wird in diesem Fall an mehreren Stellen sichtbar, die in der Abbildung durch Pfeile hervorgehoben sind. Beobachtet werden für zunehmend negativ werdende V_L

- eine Reduktion von E_{th} , das heißt der für das Verlassen des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen erforderlichen Mindestenergie (linker Pfeil, vgl. Abschnitt 4.3.1),
- eine Erhöhung der maximalen Emissionsenergie, für die noch eine Signatur der Überlebenswahrscheinlichkeit aufzulösen ist (rechter Pfeil), sowie
- eine Zunahme der maximal zu beobachtenden Amplitude von P_S (mittlerer Pfeil).

Als Ursache der Wechselwirkung zwischen Modulationselektrode und den Elektronen sind mehrere Mechanismen denkbar. Eine Möglichkeit besteht in einer Abstoßung der vorbeifliegenden Elektronen durch eine stark negativ aufgeladene Elektrode, welche zum Beispiel in Transportmessungen im QHE-Regime diskutiert wurde [182]. Da G_L hier auf der dem Elektronenpfad gegenüberliegenden Seite des Kanals liegt, würde eine derartige Abstoßung in dieser Anordnung die sich im Kanal fortbewegenden Elektronen in den Rand hinein drücken. Dann wäre jedoch durch Erhöhung der Störstellen-Streuung eine Reduktion der Überlebenswahrscheinlichkeit zu erwarten, die im Gegensatz zu der experimentellen Beobachtung steht, sodass ein solcher Mechanismus hier nicht ursächlich sein kann.

Eine weitere Möglichkeit der Wechselwirkung besteht darin, durch die laterale Modulationselektrode nicht direkt auf den Pfad des Elektrons einzuwirken,

sondern die Ladungsträgerdichte im Inneren des Kanals zu modulieren. Hierbei entspräche eine negative Elektrodenspannung einer Verarmung des Kanals, sodass tendenziell die Querschnitte der Elektron-Elektron-Streuung reduziert würden. Die darauf aufbauend zu erwartende Erhöhung von P_S deckt sich mit den experimentellen Beobachtungen in Abbildung 4.17b.

Ein darüber hinaus auffälliges Merkmal der gezeigten Messung ist die im Bereich $-40 \text{ mV} \gtrsim V_{\text{Bias}} \gtrsim -60 \text{ mV}$ zu beobachtende, Plateau-ähnliche Charakteristik mit Werten im Bereich $0.4 < P_S < 0.6$, das heißt $1 - P_S \gg 0$. Bei den vorausgegangenen Untersuchungen wurde der Beitrag der Elektron-Elektron-Streuung oberhalb des niederenergetischen „ $P_S \approx 0$ “-Regimes des vollständigen Energieabbaus infolge starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen vernachlässigt. Angenommen, dass im energetisch darüber liegenden Regime die Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen den einzigen maßgeblichen Verlustmechanismus darstellen würden, müsste in Abwesenheit weiterer Streuprozesse solange eine vollständige Transmission ($P_S = 1$) zu beobachten sein, bis mit Erhöhung der Energie ein relevanter Beitrag der LO-Phonon-Emission zum Tragen kommt, welcher gemäß Simulationen bei 10 T typischerweise ab Energien $E \gtrsim 50 \text{ meV}$ zu erwarten ist (vgl. Abb. 2.10). Die Abweichung des Plateauwertes hiervon ist ein Zeichen dafür, dass die LO-Phonon-Emission hier nicht den alleinigen Streumechanismus ausmacht. Die Modulation des Wertes durch die zuvor diskutierte Variation der Ladungsträgerdichte deutet in diesem Zusammenhang auf einen Beitrag der Elektron-Elektron-Streuung auch jenseits der vollständigen Transportunterdrückung hin. Die Bedeutung von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen für den ballistischen Transport von Elektronen auch bei Emissionsenergien von vielen zehn meV wurde auch in Ref. [25] hervorgehoben, wobei der tatsächliche Wechselwirkungsmechanismus der dortigen Beobachtungen noch Gegenstand des Diskurses ist. So legten Clark *et al.* in Ref. [26] stattdessen jüngst die Emission akustischer Phononen als Ursache nahe.

4.6 MAGNETFELDDABHÄNGIGKEIT DER LO-PHONON-EMISSION

Nach den Untersuchungen der Energie-, Längen- und Randpotentialabhängigkeiten wird in diesem Abschnitt die Magnetfeldabhängigkeit der LO-Phonon-Emission untersucht, für die das Modell von Emary *et al.* eine mit steigendem Magnetfeld doppelt exponentielle Unterdrückung der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit voraussagt [22]. Der Elektronenspin wird in dieser Modellierung und insofern auch der folgenden Diskussion bislang nicht berücksichtigt.

Abbildung 4.18 stellt beispielhaft in Form von Symbolen soweit extrahierbar die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\overline{\text{LO}}}$ für einen Datensatz mit Arbeitspunkt $V_{\text{Bias}} \approx -50 \text{ mV}$ dar. Die hierfür verwendete Probe P973-2 X2Y0 wurde bereits in Abschnitt 4.3.2 untersucht, wobei ein erneuter Blick auf Abbildung 4.5b zeigt, dass der $V_{\text{Bias}} \approx -50 \text{ mV}$ Arbeitspunkt der Elektronenquelle in dieser Probe nur knapp oberhalb des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen liegt. Es ist insofern möglich, dass ein verbleibender Anteil

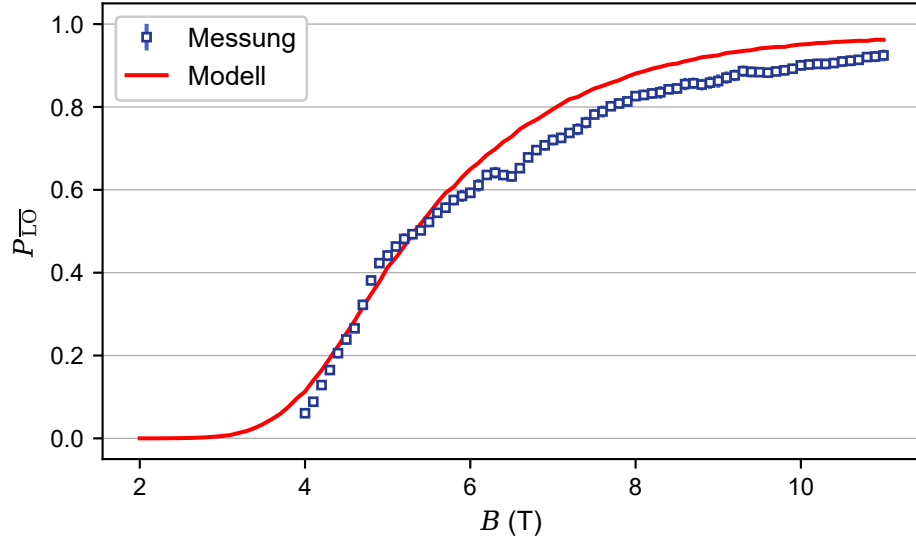


Abbildung 4.18: Magnetfeldabhängigkeit der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit P_{LO} , Gegenüberstellung von Messdaten (Symbole) und Modellierung (Linie). Messdaten: Probe *P973-2 X2Y0 aa*, $l = 2.1 \mu\text{m}$, $V_{\text{Bias}} \approx -50 \text{ mV}$; Modellierung: $\hbar\omega_y \approx 5.3 \text{ meV}$, $a \approx 2.5 \text{ nm}$, $E = 50 \text{ meV}$.

an Verlusten durch Elektron-Elektron-Streuung existiert, welcher einen Abgleich mit dem Modell der LO-Phonon-Emission behindern würde. Eine Kurvenanpassung von $\hbar\omega_y$ an die Messung mit Übernahme von a aus Abschnitt 4.3.2 ergibt einen Wert von $\hbar\omega_y \approx 5.3 \text{ meV}$. Die damit berechnete LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit ist der Grafik linienförmig ergänzt und beschreibt eine der Messung qualitativ übereinstimmende Systematik, spricht also für eine korrekte Wiedergabe der zu erwartenden Magnetfeldabhängigkeit. Die quantitative Abweichung könnte auf einen Restanteil von Elektron-Elektron-Streuung zurückzuführen sein, der Wert von $\hbar\omega_y \approx 5.3 \text{ meV}$ ist trotz dessen konsistent zu dem in Abschnitt 4.3.2 aus der Energieabhängigkeit bestimmten Wert ($\hbar\omega_y \approx 5.5 \text{ meV}$).

Zur Analyse der Robustheit des Modellvergleiches wird eine weitere Probe mit abweichender Geometrie untersucht, bei der zur Erhöhung der Überlebenswahrscheinlichkeiten eine Modulationselektrode G_M mit $V_M = -370 \text{ mV}$ eingesetzt wird. Eine Auffälligkeit dieser Probe besteht darin, dass bei Betrachtung der Energieabhängigkeit die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit nach anfänglich beobachteter Reduktion bei Erhöhung von $|V_{\text{Bias}}|$ für Arbeitspunkte im Bereich $-125 \text{ mV} \gtrsim V_{\text{Bias}} \gtrsim -200 \text{ mV}$ auf einem Niveau von ≈ 0.9 in etwa konstant bleibt und erst dann weiter sinkt (nicht abgebildet). Damit existiert hier eine ausgeprägte Abweichung der experimentellen Beobachtung von der modellbasierten Erwartung. Abbildung 4.19c zeigt ein Schema der hier verwendeten Probe, welche eine vergleichsweise komplexere Geometrie aufweist als in Abbildung 4.1c gezeigt. Diese beinhaltet, dass der Elektronenpfad teilweise entlang der ätzdefinierten 2DEG-Kontur verläuft (schwarze Linie) und teilweise entlang einer mittels einer weiteren Elektrode geformten elektrostatischen Barriere (graue Linie). Ob sich für die beiden Segmente, welche

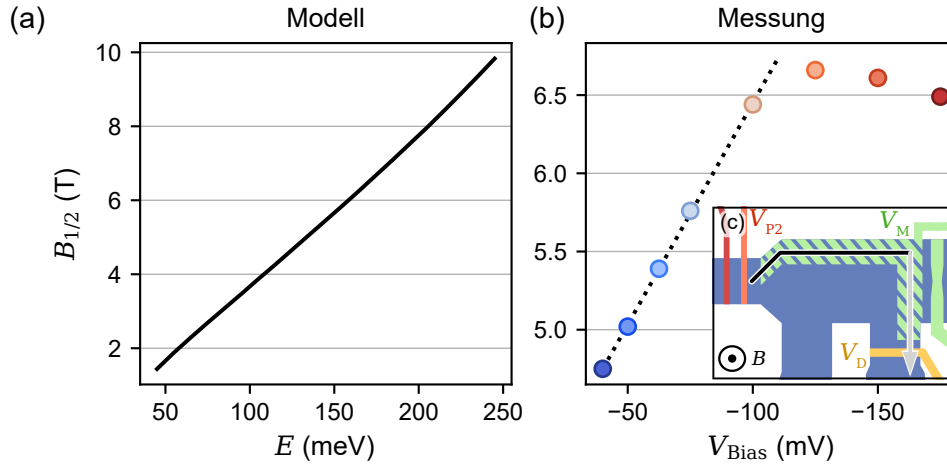


Abbildung 4.19: Energieabhängigkeit des Halbwertsmagnetfelds $B_{1/2} = B(P_{\text{LO}} = 1/2)$. (a) Modellierung ($\hbar\omega_y = 2.5$ meV, $a = 3$ nm, $l = 3.8$ μm). (b) Experimentelle Beobachtung (Probe SEP1710 X0Y1, $l = 3.8$ μm , $V_M = -370$ mV). Gepunktete Linie bildet lineare Regression der Punkte mit $V_{\text{Bias}} \geq -100$ mV ab. (c) Schema der Probe SEP1710 X0Y1 mit G_M schraffiert dargestellt. Anteile des Elektronenpfades entlang geätzter Kante der Mesostruktur (oben) sowie entlang einer elektrostatisch geformten Barriere (rechts) in schwarz bzw. grau skizziert.

im Grenzfall $V_M = 0$ mV unterschiedliche Randpotentiale aufweisen, durch $V_M = -370$ mV entlang des resultierenden Transportpfades ein konstantes Randpotential einstellt, ist unklar. Über eine als Folge dessen gegenüber dem Modell komplexere Systematik, welche auch als Ursache der hier beschriebenen Energieabhängigkeit infrage kommen könnte, wurde bereits zuvor spekuliert (Abschnitte 4.4 und 4.5).

Die Magnetfeldabhängigkeit wird für diesen Datensatz in Form des Halbwertsmagnetfelds $B_{1/2}$ betrachtet, welches dasjenige Magnetfeld beschreibt bei dem die LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit 50 % beträgt [$B_{1/2} = B(P_{\text{LO}} = 1/2)$]. Es wird erwartet [22], dass $B_{1/2}$ ungefähr linear mit der Emissionsenergie der Elektronen skaliert. Diese Energieabhängigkeit ist in Abbildung 4.19a als Ergebnis einer Simulation dargestellt. Abbildung 4.19b zeigt demgegenüber die Messung von $B_{1/2}$ in acht unterschiedlichen Arbeitspunkten -40 mV $\geq V_{\text{Bias}} \geq -175$ mV. Die dem Modell entsprechende Proportionalität $B_{1/2} \propto -V_{\text{Bias}}$ wird hier im niederenergetischen Regime bis zu $V_{\text{Bias}} = -100$ mV beobachtet (gepunktete Linie), während für höhere Emissionsenergien keine weitere Erhöhung von $B_{1/2}$ beobachtet wird. Stattdessen stagniert $B_{1/2}$ auf $B_{1/2} \approx 6.5$ T, in Übereinstimmung zu der in der Energieabhängigkeit beobachteten Besonderheit dieser Probe. Während die Proportionalität $B_{1/2} \propto -V_{\text{Bias}}$ impliziert, dass eine energiebedingte Erhöhung der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen durch Anhebung des Magnetfelds kompensiert werden kann, bleibt für die hier abweichend beobachteten Emissionsenergien mit ungefähr konstanter LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit entsprechend auch das Halbwertsmagnetfeld $B_{1/2}$ unverändert. Insgesamt werden damit in der Energiegenauigkeit wie in der Magnetfeldabhängigkeit sowohl Regime beobachtet, inner-

halb derer die Systematik der des verglichenen Modells folgt, als auch solche mit abweichender Systematik – es ist also keine universelle Übereinstimmung gegeben.

In Abschnitt 4.2 wurde anhand von Abbildung 4.2 bereits das in einem Teil der hier untersuchten Proben beobachtete Auftreten von gegenüber den im Abstand von $\hbar\omega_{\text{LO}}$ auftretenden LO-Phonon-Signaturen verschobenen Stufen beschrieben. Wie bereits beschrieben besteht die Annahme, dass hierin die Besetzung des zweiten Landau-Niveaus detektiert wird [25]. Für die typischerweise angenommene vollständige Injektion in $n = 0$ [22, 23, 25], setzt der Nachweis einer Besetzung in $n = 1$ zunächst einen Übergang aus $n = 0$ voraus. Eine Möglichkeit für einen solchen Übergang besteht in der im hier untersuchten Modell der indirekten LO-Phonon-Emission diskutierten Emission eines LADP Phonons (vgl. Kap. 2.5.3).

Abbildung 4.20a zeigt ein auf einer MC-Simulation basierendes Schema zur Erklärung der Erwartung eines solchen Experimentes mit einem Übergang nach $n = 1$ durch LADP-Phonon-Emission. Dort ist für kleine B und hohe E_{D} $\alpha \approx 0$ zu beobachten, während sich für höhere B in Richtung abnehmender Barrierenhöhe (sinkende E_{D}) die bereits diskutierte Struktur der Abfolge von LO-Phonon-Stufen ergibt. Statt die nominellen Abstände von $\hbar\omega_{\text{LO}}$ und $\hbar\omega_{\text{c}}$ zu betrachten, wird der in Abschnitt 4.2 beschriebene Stufenerkennungsalgorithmus auf die Simulation angewandt. Rote und gelbe Linien in der Abbildung beschreiben die daraus bestimmten mittleren Energien von Elektronenwellenpaketen in den Landau-Niveaus $n = 0$ bzw. $n = 1$. Zusätzlich eingezeichnet sind als blaue Linien die um $\hbar\omega_{\text{c}}$ verschobenen $n = 0$ Stufenpositionen, von denen die $n = 1$ Signaturen nur geringfügig und auch erst im Limit hoher B abweichen. Das heißt, dass die Energieverluste durch die LADP-Phonon-Emission gegenüber $\hbar\omega_{\text{c}}$ klein ausfallen und die Systematik der zusätzlichen Stufensignaturen so durch die Abtastung der Landau-Niveaus dominiert wird. Damit zeichnet die Simulation nach Emary *et al.* ein Bild, welches qualitativ gut zu der in Ref. [25, Abb. 4] gezeigten Systematik übereinstimmt.

Demgegenüber steht der im Zuge dieser Arbeit wiederholt extrahierte Wert von $\Delta E \approx 11$ meV bis 12 meV jedoch im Widerspruch zu dem zu erwartenden Wert von $\hbar\omega_{\text{c}}(B = 10 \text{ T}) \approx 17.3$ meV (vgl. obere horizontale Achse in Abb. 4.20a). Abbildung 4.20b zeigt für eine beispielhafte Probe eine Messung der Magnetfeldabhängigkeit des Transferkoeffizienten, welche analog zur zuvor diskutierten Abbildung 4.20a aufbereitet ist. Die auf der oberen Achse gezeigte Energiekalibrierung der Detektionsbarriere ist entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 4.2 bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen den rot eingezeichneten Positionen der LO-Phonon-Signaturen und den orangefarben dargestellten, um $\hbar\omega_{\text{LO}}$ verschobenen Kopien derselben zeigt, dass diese bei 10 T bestimmte Energiekalibrierung über den beobachteten Bereich von mehreren Tesla konsistent ist. In der abgebildeten Messung werden für alle erkannten $\hbar\omega_{\text{LO}}$ -Stufen $0 \leq m \leq 3$ zumindest anteilig auch die zusätzlichen, versetzten Stufensignaturen nachgewiesen, die algorithmische Erkennung ist oberhalb von 5 T möglich (gelb). Im Vergleich zu den erneut blau dargestellten, für eine Verschiebung um $\hbar\omega_{\text{c}}$ von der Hauptstufe aus erwarteten Positionen

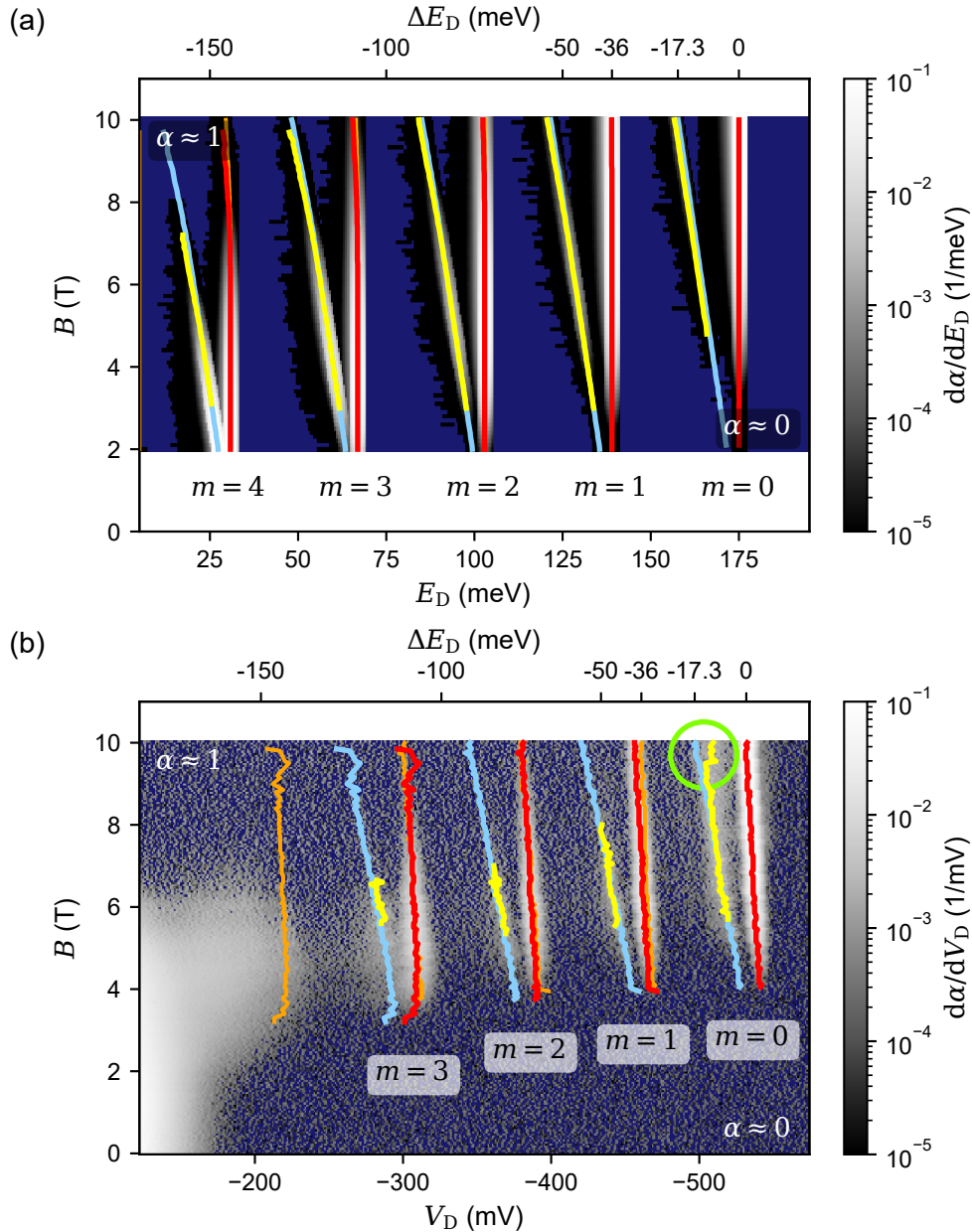


Abbildung 4.20: Transportcharakteristik an Detektionsbarriere G_D in Abhängigkeit von B , dargestellt als Ableitung $d\alpha/dV_D$ ($d\alpha/dV_D \leq 0$ dunkelblau eingefärbt). Detektierte Positionen der LO-Phonon-Signaturen sind rot markiert und nummeriert (m), Signaturen zusätzlicher Stufenprofile sind gelb eingezeichnet. Kopien der LO-Phonon-Stufenpositionen sind um $\hbar\omega_{LO}$ und $\hbar\omega_c$ verschoben in orange bzw. blau ergänzt (teilweise durch vorige Signaturen verdeckt). (a) Simulation für $\hbar\omega_y = 2.5$ meV, $a = 3$ nm, $l = 3.8$ μ m, $E = 175$ meV. (b) Messung an Probe *SEP1710 X0Y1* ($l = 3.8$ μ m, $V_{Bias} \approx 175$ mV). Obere Achse zeigt bei $B = 10$ T aufgenommene relative Energiekalibrierung, deren Nullpunkt an der höchsten erfassten Elektronenenergie ausgerichtet ist. Kreis markiert Diskrepanz zwischen zusätzlichem Stufenprofil und um $\hbar\omega_c$ verschobener $m = 0$ Stufenposition.

ist beginnend bei 5 T analog der Simulation eine exzellente Übereinstimmung mit den erkannten Stufenpositionen zu erkennen, passend zur Hypothese der Abtastung des $n = 1$ Landau-Niveaus. Oberhalb von 8 T tritt jedoch eine Abweichung von der $\hbar\omega_c$ -Verschiebung auf (kreisförmige Markierung in Abb. 4.20b), infolge derer bei 10 T statt 17.3 meV eine Verschiebung von 12.6 meV beobachtet wird (entsprechend $\hbar\omega_c(B \approx 7.3 \text{ T})$), weiterhin ohne Berücksichtigung des Elektronenspins. Auch in der Simulation ist im Limit hoher Magnetfelder eine magnetfeldabhängige Abweichung von der $\hbar\omega_c$ -Verschiebung zu erkennen, welche eine Folge der LADP-Phonon-Emission ist und als solche eine gegensätzliche Orientierung hat, also nicht die Ursache der in der Messung beobachteten Diskrepanz darstellt. Die Tatsache, dass vergleichbare, stärker als Messungenauigkeiten von $\hbar\omega_c$ abweichende Abstände hier in mehreren verschiedenen Proben auftreten und zudem auch in unabhängigen Messungen Dritter zu beobachten sind [24, 175] spricht jedoch auch klar gegen eine Einordnung als Messartefakt. Es ist denkbar, dass eine zukünftige Erweiterung der hier gezeigten Messung zu höheren Magnetfeldern über die Gewinnung eines umfassenderen Bilds der Magnetfeldabhängigkeit der Stufensignatur ein Indiz auf die Ursache der Abweichung liefern könnte.

4.7 PROBENABHÄNGIGKEIT VON STREUPROZESSEN

Nachdem in Abschnitt 4.4 bereits beobachtet wurde, dass das Randpotential und damit die Streuquerschnitte über mehrere verschiedene Proben variieren, sollen in diesem Abschnitt anhand einer größeren Stichprobe weitere, idealerweise niedrighochwellig zugängliche Kenngrößen des Einflusses individueller Proben untersucht werden. Im Hinblick auf solche Kenngrößen sind unterschiedliche Einflussgrößen vorstellbar, insbesondere stehen naturgemäß intrinsische Beiträge der verwendeten Halbleiterheterostrukturen im Fokus. Deren typische Charakterisierungsverfahren wurden bereits in Kapitel 3.2.4 vorgestellt, extrahierte Kenngrößen wie zum Beispiel die Ladungsträgerbeweglichkeit und die daraus abgeleitete Transportstreuzeit müssen jedoch für den hier untersuchten ballistischen Transport fernab der Fermi-Energie nicht notwendigerweise aussagekräftig sein.

Auch in diesem Regime stellt sich folglich die Frage nach den Kennzeichen von Strukturen mit geringen Streuverlusten. Es soll dafür eine Methode entwickelt werden, mithilfe derer die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Transportcharakteristiken übergreifend klassifiziert werden können. Für ein hypothetisches, ausschließlich durch Elektron-Phonon-Wechselwirkungen geprägtes System erschiene so zum Beispiel das zuvor umfangreich diskutierte transversale Einschlusspotential $\hbar\omega_y$ als aussagekräftiges Merkmal. Für das in der Realität komplexere System, in dem zusätzlich mindestens Elektron-Elektron-Wechselwirkungen eine Rolle spielen, würde eine solche Einordnung jedoch zu kurz greifen. Es wird hier stattdessen eine Klassifizierung auf Grundlage des Maximalwertes $\max(P_S)$ der ballistischen Überlebenswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Länge l der charakterisierten Wegstrecke vorgenommen. Es handelt sich damit um eine einfache und direkt aus der Messung der

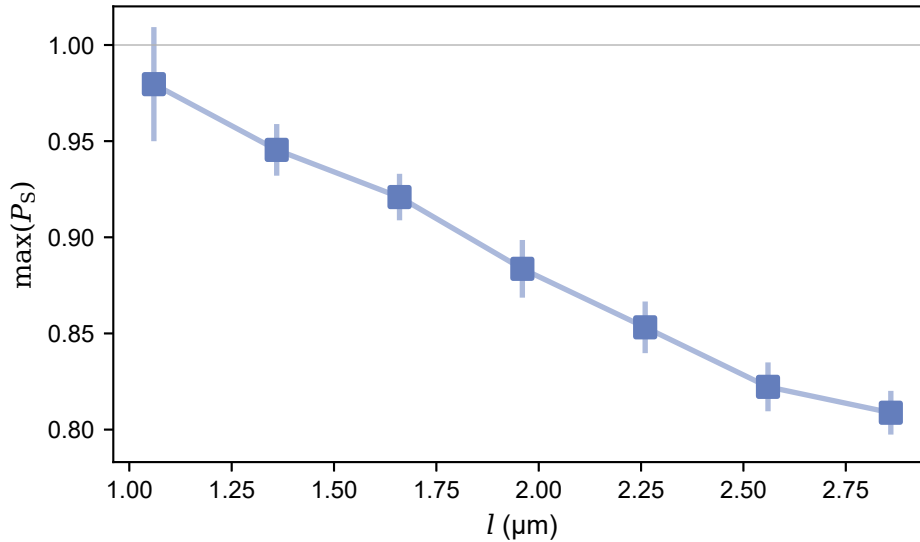


Abbildung 4.21: Intrinsische Transportcharakteristik der Probe *SEP1710 X0Y5* bei 10 T. Dargestellt sind Maximalwerte der Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen als $\max(P_S)$ gegenüber Streckenlängen l , Fehlerbalken gemäß Beschreibung in Abschnitt 4.2.

Energieabhängigkeit von P_S extrahierbare Kenngröße. Es sei angemerkt, dass die Bestimmung von $\max(P_S)$ nur in Verbindung mit einer Messung sinnvoll ist, die durch Abbildung eines ausreichend breiten Bereiches von Emissionsenergien das globale Maximum in P_S auch tatsächlich abbildet (bei Verwendung einer Einzelelektronenpumpe nicht unbedingt erfüllt).

Für eine der bereits in Abschnitt 4.4 diskutierten Proben ist diese Art der Gegenüberstellung von $\max(P_S)$ und l in Abbildung 4.21 gezeigt. Während darin für $l \approx 1 \mu\text{m}$ eine maximale ballistische Überlebenswahrscheinlichkeit von nahezu 1 auftritt, wird mit zunehmender Streckenlänge l eine monotone Abnahme von $\max(P_S)$ beobachtet, entsprechend einer bei Erhöhung der Wechselwirkungsdauer zunehmenden Streuwahrscheinlichkeit. Würde an Streuprozessen alleinig die LO-Phonon-Emission berücksichtigt, müsste für geringe Emissionsenergien $\max(P_S) = 1$ unabhängig von l beobachtet werden (vgl. Kap. 2.5.3). Unter zusätzlicher Berücksichtigung der in Abschnitt 4.3.1 diskutierten Elektron-Elektron-Streuung würde dies weiterhin gelten, sofern Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Wechselwirkungen vollständig disjunkte Energieregime betreffen würden, beziehungsweise es genauer gesagt ein intermediäres Regime gäbe, in welchem *sämtliche* Streuprozesse vollständig unterdrückt wären. Die im Rahmen der Fehlerabschätzung überwiegende Beobachtung von $\max(P_S) < 1$ zeigt, dass beides nicht der Fall ist, das heißt entweder sich die energetischen Regime der beiden hier isoliert betrachteten Wechselwirkungen überschneiden oder aber weitere Streuprozesse einen Beitrag leisten müssen. Für letztere kommt zum Beispiel die LADP-Phonon-Emission infrage, welche zuvor in Abschnitt 4.6 diskutiert wurde.

Abbildung 4.22 zeigt analog zu Abbildung 4.21 eine Zusammenstellung von 57 Einzelmessungen an 23 Proben bei $B = 10 \text{ T}$, wobei zur Erhöhung

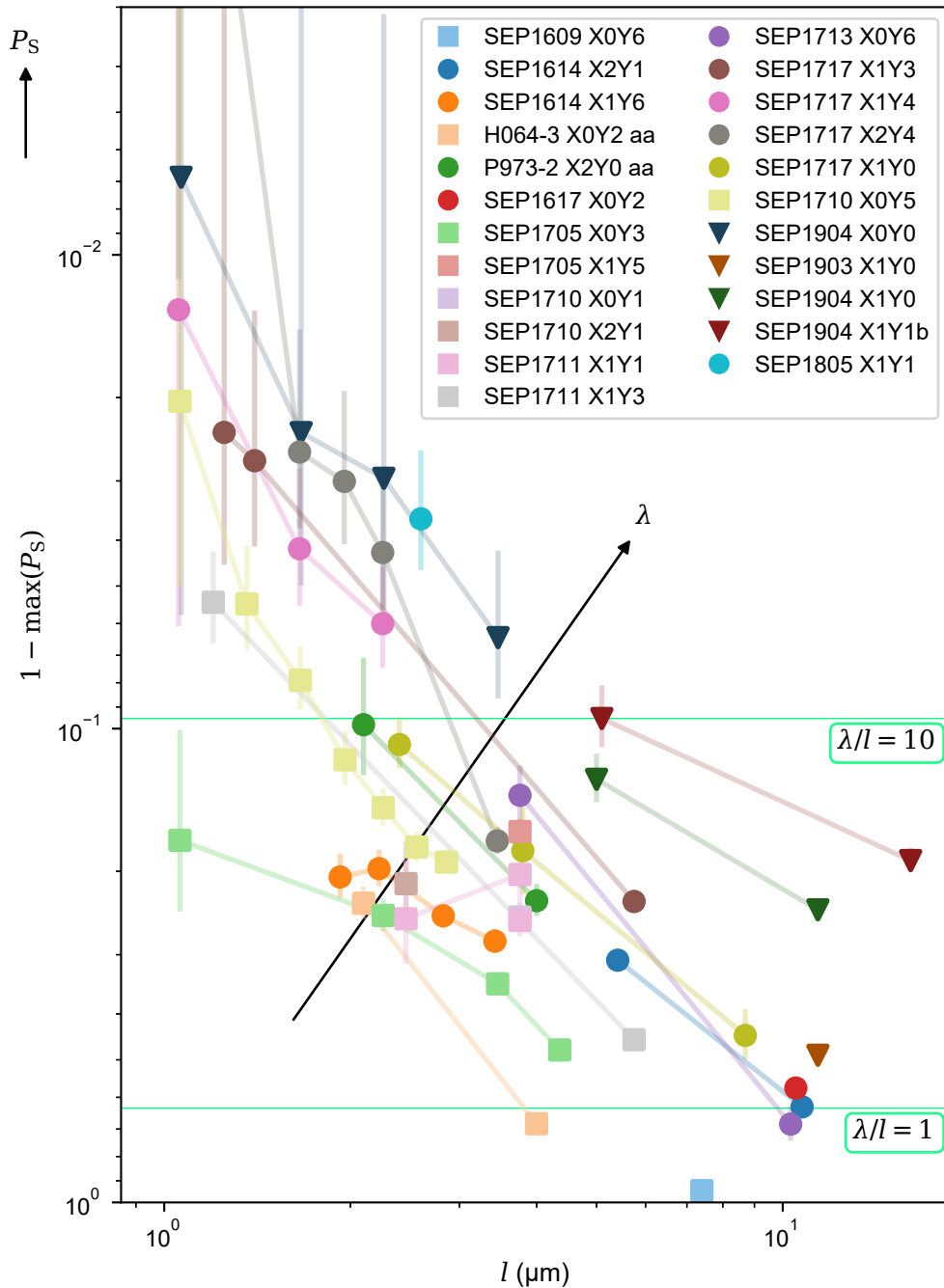


Abbildung 4.22: Übersichtsdiagramm einer Vielzahl intrinsischer Transportcharakteristiken bei $|B| = 10$ T. Dargestellt sind Maximalwerte der Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen als $1 - \max(P_S)$ gegenüber Streckenlängen l . Messungen von insgesamt 23 verschiedenen Proben (farblich kodiert, s. Legende) aus drei unterschiedlichen MBEs (Symbole). Horizontale Linien markieren Verhältnisse zwischen charakteristischer Streulängen λ und l ($\lambda/l = 1$ bzw. 10), Pfeil zeigt Richtung zunehmender Unterdrückung von Verlusten durch Streuung. Zusammengehörigkeiten einzelner Proben linienförmig hervorgehoben, Fehlerbalken gemäß Beschreibung in Abschnitt 4.2.

Wafer	Chargen	n_e	μ_e	τ_t	τ_q	τ_t/τ_q	Verfahren
P946	SEP1717, SEP1805	2.0	1.1	43.7	2.94	14.9	Hall-Bar
P973	P973-2	2.7	1.6	61.0	<i>nicht verfügbar</i>		VDP, (*)
P1128	SEP1614	2.5	0.8	30.5			VDP, (*)
P1132	SEP1617	2.5	0.9	34.3			VDP
P1160	SEP1713	2.3	0.8	30.5			VDP
H064	H064-3	2.8	3.2	121.9			VDP
H209	SEP1609	2.3	2.5	95.2			VDP
H218	SEP1705	2.5	0.8	29.6	1.8	16.2	Hall-Bar
H219	SEP1710, SEP1711	2.5	3.6	137.7	2.5	55.1	Hall-Bar
W545	SEP1903	1.6	0.7	26.8	1.7	15.6	Hall-Bar
W1077	SEP1904	2.0	2.2	82.5	3.6	23.1	Hall-Bar

Tabelle 4.1: Materialparameter der Ausgangsmaterialien der in Abb. 4.22 gezeigten Proben. n_e in 10^{11} cm^{-2} , μ_e in $10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, τ_t und τ_q in ps. Soweit vorhanden sind Ergebnisse von QHE-Messungen an Hall-Bars gezeigt, anderenfalls von Van-der-Pauw-Messungen (VDP) [183]. (*) markiert Proben, deren Materialparameter anhand anderer Wafer bestimmt wurden, deren 2DEGs unter gleichen Herstellungsbedingungen und mit ähnlichem Produktionsdaten gewachsen wurden wie die hier verarbeiteten.

der Übersichtlichkeit hier abweichend eine exponentielle Skalierung der Achsen gewählt ist (bei gleichbleibender Orientierung der Achsen). Gezeigt sind ausschließlich Transportcharakteristiken in Abwesenheit einer Modulations-elektrode G_M beziehungsweise mit $V_M = 0 \text{ mV}$. Die im Diagramm abgebildeten Daten reproduzieren innerhalb einzelner Proben jeweils die bereits zuvor beobachtete monotone Abnahmen von $\max(P_S)$ mit zunehmender Länge l und zeigen für vergleichbare l unterschiedliche Amplituden von $\max(P_S)$. Innerhalb des Diagramms nimmt die Güte des verlustarmen Transports, das heißt die Unterdrückung von streubedingten Verlusten, in Richtung des eingezeichneten Pfeils zu, entsprechend der Zunahme von l und $\max(P_S)$, welche auch durch die charakteristische Streulänge λ ausgedrückt wird (Gl. 4.2). Aufbauend auf der in vertikaler Richtung des Diagramms zu beobachtenden Abfolge der zu individuellen Proben gehörigen Datenpunkte kann damit ein ungefährender Vergleich des verlustarmen Transportes in unterschiedlichen Proben vorgenommen werden. Zudem wird es durch die breite Datengrundlage möglich, perspektivisch den elektronischen Transport weiterer Messungen durch Ergänzung der Datenpunkte in dieses Diagramm niedrigschwellig und anschaulich vergleichend gegenüber den bisherigen Untersuchungen einzuordnen.

Die Ausgangsmaterialien der in Abbildung 4.22 zusammengestellten Proben stammen aus drei unterschiedlichen MBEs, welche historisch als P-, H- und W-MBEs bezeichnet werden und in der Abbildung als kreisförmige, quadratische bzw. dreieckige Symbole kenntlich gemacht sind. Die typischen, allgemein zur 2DEG-Charakterisierung verwendeten Materialparameter der verarbeiteten

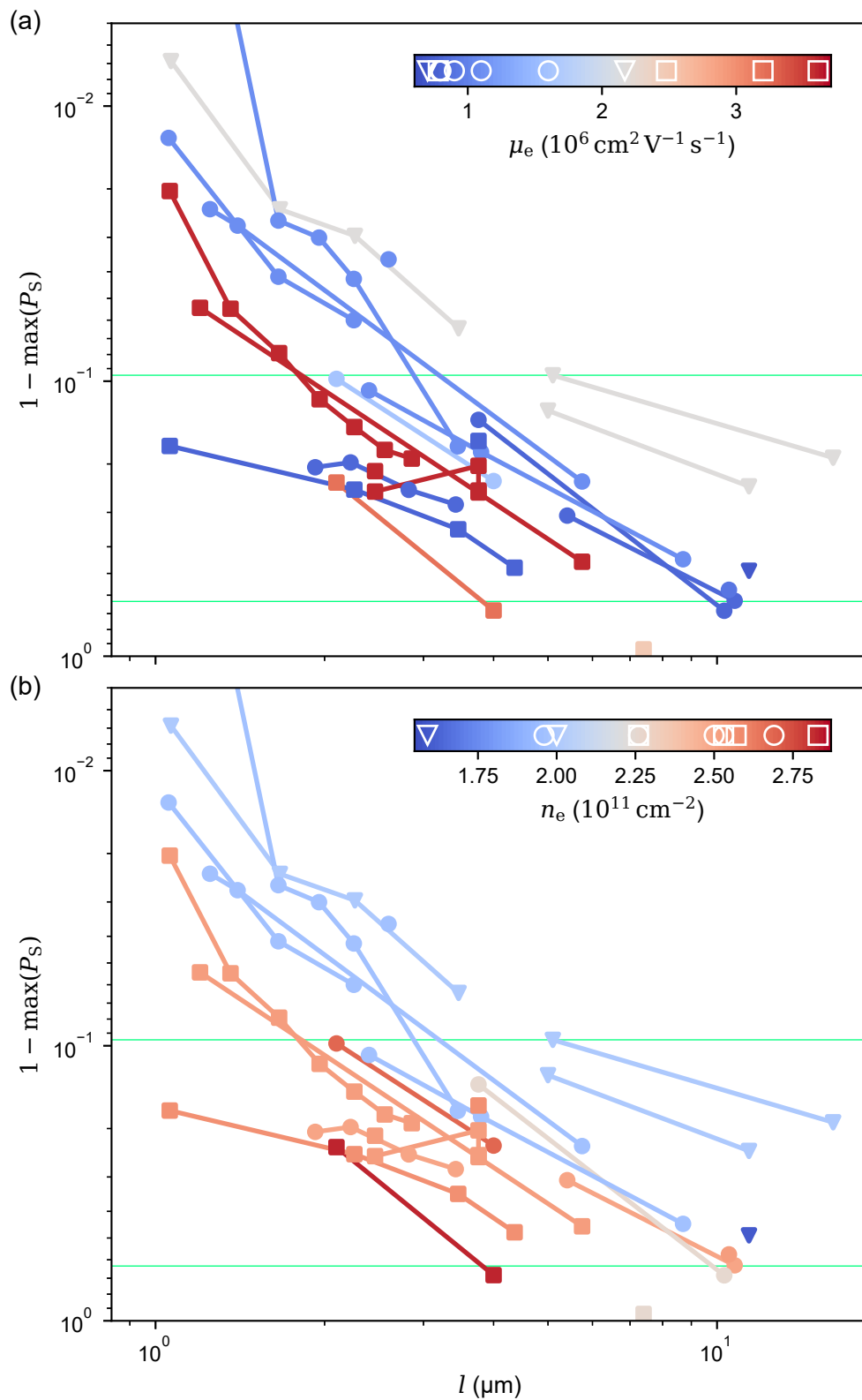


Abbildung 4.23: Darstellung der in Abb. 4.22 gezeigten Daten in Abhängigkeit der Materialkenngrößen (a) μ_e und (b) n_e (farblich kodiert, s. Farbskalen). Symbole zeigen wiederum MBEs an, zur Erhöhung der Übersichtlichkeit sind keine Fehlerbalken eingezeichnet.

Heterostrukturen sind soweit bekannt in Tabelle 4.1 wiedergegeben. Analog vorausgegangener Forschungsarbeiten [151–153] ist auch hier nicht unbedingt eine direkte Korrelation der maximalen Überlebenswahrscheinlichkeiten mit diesen Kenngrößen vorzusetzen. Zur Untersuchung auf rudimentäre Trends werden diese Kenngrößen jedoch mit einbezogen. Abbildung 4.23a rekonstruiert dazu die Darstellung der Abbildung 4.22, wobei die Datenpunkte hier abweichend in Abhängigkeit der jeweiligen Ladungsträgerbeweglichkeiten eingefärbt sind (siehe Farbskala). Im Gegensatz zu einer möglichen Erwartung eines Trends mit steigender Mobilität zunehmender Überlebenswahrscheinlichkeit ist hierbei auffällig, dass die aus einer Hochmobilitäts-Molekularstrahlepitaxie stammenden H-Proben (Quadrate) tendenziell die stärksten Verluste zeigen (Lage in der unteren linken Ecke des Diagramms), während die in P- und W-MBEs gewachsenen 2DEGs im Schnitt darüber liegen. Für eine Abschätzung der Korrelation zwischen Transportcharakteristik und Ladungsträgerbeweglichkeit werden die in Abbildung 4.23a dargestellten Datenpunkte nach Gleichung 4.2 zu charakteristischen Streulängen λ kombiniert und der Spearman-Rangkorrelationskoeffizient r_S sowie der Pearson-Korrelationskoeffizient r_P zwischen λ und μ_e berechnet. Dabei werden ausschließlich Datenpunkte mit $\max(P_S) < 0.99$ berücksichtigt, da die Berechnung von λ für sehr hohe $\max(P_S)$ durch den logarithmischen Zusammenhang sehr anfällig für Rauschbeiträge wird. Die resultierenden Koeffizienten $|r_S| \approx |r_P| \approx 0.12 \ll 1$ zeigen in Übereinstimmung zur qualitativen Beobachtung aus Abbildung 4.23a, dass eine isolierte Betrachtung der Ladungsträgerbeweglichkeit nicht zur Abschätzung des hier zu untersuchenden ballistischen Elektronentransportes geeignet ist.

Abbildung 4.23b stellt in analoger Weise die Verteilung der Werte von n_e dar. Die Betrachtung der Daten unter dem Aspekt der Ladungsträgerdichte deutet einen Trend der Zunahme von $\max(P_S)$ mit sinkender Ladungsträgerdichte an. $r_S \approx -0.63$ und $r_P \approx -0.66$ zeigen übereinstimmend dazu eine deutliche Korrelation zwischen Ladungsträgerdichte und charakteristischer Streulänge an. Ein derartiger Zusammenhang deckt sich darüber hinaus mit den Schlussfolgerungen aus Beobachtungen zur gezielten Manipulation der Transportcharakteristik in Abschnitt 4.5.2. Die höchsten Überlebenswahrscheinlichkeiten werden hier für Ladungsträgerdichten um $n_e \approx 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ gemessen. Während mit davon ausgehend zunehmenden n_e tendenziell eine Reduktion von $\max(P_S)$ zu beobachten ist, ist für eine Beurteilung der Auswirkungen geringerer Ladungsträgerdichten keine ausreichende Datengrundlage vorhanden. In diesem Kontext ist weiterhin anzumerken, dass die aus der H-MBE stammenden Proben neben hohen Mobilitäten gleichzeitig auch durch vergleichsweise hohe Ladungsträgerdichten auffallen. Hierin könnte eine Auflösung für den widersprüchlichen Eindruck liegen, dass Proben auf Hochmobilitäts-2DEGs in Abbildung 4.23a tendenziell durch vergleichsweise stark verlustbehaftete Transporteigenschaften aufzufallen scheinen.

In der vorausgegangenen Diskussion wurde ausschließlich das Regime ohne aktive Modulationselektrode berücksichtigt, da gemäß der Beobachtungen in Abschnitt 4.5.1 die individuelle Modulation der Streuquerschnitte stark von der Amplitude von V_M abhängt und somit nicht ohne Weiteres systematisch

vergleichbar ist. Auch die Wirkung einer Modulationselektrode kann prinzipiell in Magnetotransportmessungen sichtbar gemacht werden, beispielsweise demonstriert anhand einer Modulation der Amplitude von SdH-Oszillationen durch eine in-plane-Elektrode [182]. Die Systematik des dort geschilderten Prozesses stimmt mit der hier beobachteten Wirkung der Modulationselektrode überein.

4.8 ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Kapitel wurde der elektronische Transport von Elektronen mit Emissionsenergien weit oberhalb thermischer Anregungen untersucht. Dafür wurden aufbauend auf Messungen des Transferkoeffizienten Überlebenswahrscheinlichkeiten ermittelt und deren Abhängigkeiten von verschiedenen Einflussgrößen – Streckenlängen, Magnetfeldern, Randpotentialen sowie insbesondere über einen großen Bereich von Emissionsenergien – umfangreich charakterisiert. In einem intermediären Bereich von Emissionsenergien wurden dabei das Auftreten eines Transportregimes mit vergleichsweise geringen Streuquerschnitten beobachtet, innerhalb dessen charakteristische Streulängen deutlich jenseits der Strukturgrößen festgestellt wurden. Es wurde beobachtet, dass dieses Regime maßgeblich durch einerseits Elektron-Elektron- sowie andererseits Elektron-Phonon-Wechselwirkungen begrenzt ist. Aus dieser grundsätzlichen Systematik ergibt sich für zukünftige, SEP-basierte EQO-Experimente das am wenigsten stark verlustbehaftete Transportfenster bei Überschussenergien von wenigen zehn meV.

Der Schwerpunkt lag hier auf einer ausführlichen Charakterisierung der Wechselwirkungen mit longitudinal optischen Phononen, welche durch Vergleiche eigener experimenteller Beobachtungen zu einem kürzlich publizierten physikalischen Modell der Wechselwirkungen zwischen Elektronen und LO Phononen in einem parabolischen transversalen Einschlusspotential [22, 23] systematisch untersucht wurden. Dieser Vergleich erfolgte hier erstmals auf Basis einer Untersuchung insbesondere der Energieabhängigkeit experimentell beobachteter LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten und konnte durch die Ausnutzung von großen, typischerweise über mehr als 100 Millielektronenvolt ausgedehnten Bereichen von Emissionsenergien detailliert durchgeführt werden. Es ergab sich dabei über mehrere Proben hinweg in Form übereinstimmender Parameterabhängigkeiten der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeiten insgesamt ein konsistentes Bild zwischen Modellierungen und experimentellen Beobachtungen, sowie die Erkenntnis der maßgeblichen Bedeutung des Randpotentials für die Ausprägung der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen. Dies sprach insgesamt für die Robustheit des idealisierten Bildes eines parabolischen transversalen Einschlusspotentials zur Beschreibung der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen.

Aufbauend darauf konnte weiterhin die Modellierung der Energieabhängigkeit der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit als eine alternative, leicht zugängliche Methode zur Charakterisierung des transversalen Einschlusspotentials $\hbar\omega_y$ eingeführt werden, mit Ergebnissen in glaubwürdiger Überein-

stimmung zur Bestimmung über die Dispersionsrelation [82]. Diese Methode konnte auch zur Quantifizierung des Einflusses einer Modulationselektrode G_M eingesetzt werden, welche bei Applikation einer negativen Spannung eine deutliche Reduktion von $\hbar\omega_y$ zeigte.

Insgesamt wurde hier eine große Stichprobe von Messungen an diversen Einzelelektronenschaltungen charakterisiert. Durch eine vergleichende Gegenüberstellung wurde es auf dieser aufbauend möglich, Trends hinsichtlich der Abhängigkeit von Materialkenngrößen zu untersuchen. Dabei zeichnete sich hier ein Zusammenhang zwischen Streuwahrscheinlichkeit und Ladungsträgerdichte ab, welcher bei der Auswahl der Ausgangsmaterialien zukünftiger Proben berücksichtigt werden kann. Eine solche Übersichtsdarstellung erlaubt zudem eine niederschwellige vergleichende Einordnung der Transportcharakteristiken zukünftiger gegenüber früheren Proben.

Während bisherige Modifikationen im Herstellungsprozess der Proben keine kontrollierte Modulation der Transportcharakteristik gezeigt haben, erscheint ein erneuter Anlauf zur Erzielung eines möglichst flachen Randpotentials perspektivisch auf Grundlage der hier gewonnenen Erkenntnisse trotzdem sinnvoll. Insgesamt kann darauf aufbauend für zukünftige Anwendungen durch Auswahl geeigneter Materialien, passender Festlegung der Emissionsenergie und der Auslegung auf ein flaches sowie ggf. zusätzlich in-situ optimiertes Randpotential das optimale verlustarme Transportfenster zur Verwendung in interferenzbasierten Experimenten angestrebt werden.

LADUNGSDETEKTION AN GETAKTETEN EINZELELEKTRONENQUELLEN

In Transportexperimenten mit einzelnen Elektronen kann für deren Nachweis ein Ladungsdetektor eingesetzt werden, welcher sich insbesondere dadurch auszeichnet, dass er die vollständige Zählstatistik eines Transportprozesses inklusive mehr als der ersten zwei Momente der Wahrscheinlichkeitsverteilung auflösen kann. Im Hinblick auf die angestrebte Entwicklung von Einzelelektronenschaltkreisen kommt die Ladungsdetektion hier im Zuge einer universell einsetzbaren Single-Shot-Methodik zum Einsatz, die im Verlauf dieses Kapitels vorgestellt wird. Ausgehend von einem Überblick über die Grundlagen der Ladungsdetektion werden dabei zunächst das Konzept der Single-Shot-Methodik erläutert und anschließend deren Auswertung dargestellt, welche auf einer Rekonstruktion der Detektorcharakteristik basiert. Im Anschluss wird die Methodik zur Untersuchung des Transportregimes einer Einzelelektronenpumpe im Magnetfeld angewendet.

5.1 LADUNGSDETEKTION

Ein Ladungsdetektor wird als zusätzliches Schaltungselement in unmittelbarer räumlicher Nähe zu der Struktur platziert, innerhalb derer ein Ladungstransport beobachtet werden soll, sodass er kapazitiv an die zu beobachtende Struktur ankoppelt. Abbildung 5.1a skizziert eine solche Anordnung schematisch, die REM-Aufnahme einer beispielhaften Probenstruktur mit getrennt aufgebautem, seitlich benachbartem Ladungsdetektor ist in Abbildung 5.1b gezeigt. Durch die vollständige räumliche Trennung der 2DEG-Bereiche wird die starke elektrostatische Abschirmung vermieden, die ein vollständiger Einschluss der Detektorinsel durch metallische Elektroden mit sich bringt [184, 185] und die die Detektorauflösung verringern würde. Der Detektor-Quantenpunkt wird an der geätzten 2DEG-Kante geformt, eine zusätzliche potentialfreie (d. h. elektrisch nicht kontaktierte) Elektrode erhöht die kapazitive Ankopplung an die Detektorinsel [37, 186]. Negative Auswirkungen auf die Stabilität der Einzelelektronenschaltung infolge der Aufladung dieser potentialfreien Elektrode durch aus benachbarten Elektroden tunnelnde Elektronen, die andernorts in einer Struktur mit geringeren Abständen als den hier vorliegenden ≥ 100 nm berichtet wurden [185], sind hier nicht zu beobachten.

Grundlage für einen Einsatz als Ladungsdetektor ist die Eigenschaft eines Bauteils, auf eine Änderung in der Potentiallandschaft mit einer möglichst

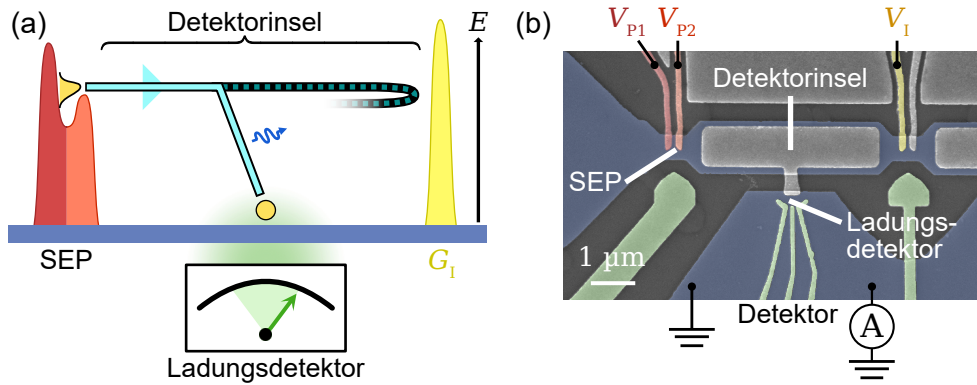


Abbildung 5.1: (a) Schematische Skizze einer Schaltung zur Single-Shot-Messung: Eine Einzel-Elektronenquelle emittiert ein Elektron, das auf einer Detektorinsel eingefangen wird, die hier von SEP und einer weiteren Barriere G_1 begrenzt wird. Ein Detektor zum Nachweis des Elektrons ist kapazitiv an diese Insel angekoppelt. (b) In Übereinstimmung zu (a) eingefärbte REM-Aufnahme einer beispielhaften Geometrie zur Implementation des Single-Shot-Modus (Probe *SEP1614 X1Y4*). Blaue Flächen markieren Mesostrukturen des getakteten Elektronentransportes (oben) und des Ladungsdetektors (unten).

deutlichen Auslenkung seines Arbeitspunktes entlang einer reproduzierbaren Kennlinie zu reagieren. Eine solche Potentialänderung kann dabei sowohl durch eine Spannungsänderung an einer Steuerelektrode des Ladungsdetektors ausgelöst werden (grün eingefärbte „Detektor“-Elektroden in Abb. 5.1b) als auch durch eine Ladungsänderung innerhalb eines kapazitiv angekoppelten Reservoirs („Detektorinsel“ in Abb. 5.1b). Die metallische Elektrode und das kapazitiv gekoppelte Reservoir haben dabei unterschiedliche Hebelwirkungen auf den Detektorquantenpunkt.

Die erste Implementation eines derartigen Ladungsdetektors gelang Field *et al.*, die eine nichtinvasive [187] Erfassung von Coulomb-Blockade-Oszillationen mittels eines angekoppelten QPCs demonstrieren konnten [188]. Neben Quantenpunktkontakten kommen als Ladungsdetektoren auch Einzelelektronentransistoren zum Einsatz, wobei jeweils die spezifischen Kennlinienformen ausgenutzt werden – für QPCs die Stufen zwischen den quantisierten Leitwertplateaus (vgl. Ref. [189, 190]) und für SETs die Coulomb-Blockade-Oszillationen (siehe unten). Unabhängig von der individuellen Form der Kennlinien lassen sich beide Typen von Ladungsdetektoren prinzipiell austauschbar verwenden, zum Beispiel können bei entsprechend hoher Detektionsbandbreite Tunnelraten zwischen Quantenpunkten und ihren Zuleitungen bestimmt werden [191–194]. Infolge der verschiedenen Systematiken der Kennlinien ergeben sich jedoch Unterschiede zum Beispiel im zugänglichen Dynamikbereich und hinsichtlich der auf der Steilheit der Kennlinie basierenden Sensitivität.

In dieser Arbeit werden als Ladungsdetektoren halbleitende Einzelelektronentransistoren verwendet (beispielhaft in Abb. 5.1b dargestellt). Die Sensitivität der in diesen auftretenden CB-Oszillation ist am höchsten im Zentrum der Kennlinie, in dem deren Steigung und damit die Signaländerung bei Auslenkung des Detektorarbeitspunktes am größten ist (vgl. Kap. 2.3.2). Zu den Mini-

ma und Maxima der Kennlinie hingegen fällt die Sensitivität soweit ab, dass in diesem Arbeitsbereich keine Ladungsänderungen erkannt werden können. Die Stabilisierung des Detektors in einem sensitiven Arbeitspunkt ist insofern von maßgeblicher Bedeutung für einen erfolgreichen Detektorbetrieb.

Der besondere Vorteil der Verwendung eines Ladungsdetektors besteht im Vergleich zu Strom- und Rauschmessungen darin, dass mithilfe des Ladungsdetektors auch höhere Momente der untersuchten Wahrscheinlichkeitsverteilung extrahiert werden können [30, 31]. So können mitunter auch parasitäre Mechanismen identifiziert und ggf. das Messsignal um diese bereinigt werden, sodass der wesentliche Unsicherheitsbeitrag dieser Messungen durch die Größe der aufgenommenen Statistik definiert wird. Dieser Vorteil wird insbesondere bei der späteren Anwendung des als nächstes beschriebenen Single-Shot-Modus in den folgenden Kapiteln deutlich werden.

5.2 SINGLE-SHOT-METHODIK

Jenseits der Messung transienter Kenngrößen ist der Einsatz eines Ladungsdetektors auch in Schaltungen möglich, innerhalb derer ein zu beobachtender Transportprozess getaktet ausgelöst und in einem bekannten Zeitintervall vollzogen wird. Hierbei wird allgemein von einer *Single-Shot*-Messung gesprochen, beispielsweise verwendet für die Detektion des Spins eines in einem Quantenpunkt eingefangenen Elektrons [195]. Durch vielfache Wiederholung eines Single-Shot-Messzyklus kann dann die Statistik der hinter dem zu beobachtenden Transportprozess stehenden Wahrscheinlichkeitsverteilung aufgenommen werden, wobei f_R als Repetitionsrate des Single-Shot-Zyklus bezeichnet wird. Im Hinblick auf getaktete Einzelelektronenquellen, die auch Bestandteil dieser Arbeit sind, wird eine solche Single-Shot-Methodik beispielsweise verwendet, um Präzision und Genauigkeit bzw. Transfer- und Fehlermechanismen der Elektronenquellen zu charakterisieren [35, 37, 39, 196], oder auch Transportprozesse innerhalb von Einzelelektronen-Schaltkreisen zu untersuchen [15, 16, 34].

Auch das im Folgenden vorgestellte Konzept zur Auswertung der Ladungsdetektion basiert auf einer Single-Shot-Methodik, deren grundsätzlicher konzeptioneller Aufbau schematisch bereits in Abbildung 5.1a dargestellt wurde. Dieser besteht im Wesentlichen aus einer Elektronenquelle zur Emission und einem Ladungsdetektor zum Nachweis der Elektronen. Maßgebliche Voraussetzung für den festen Ablauf des Single-Shot-Zyklus ist die Verwendung einer getakteten Elektronenquelle, die reproduzierbar auf eine Anregung hin den Transport von Elektronen auslöst. Zu den getakteten Elektronenquellen gehören neben den hier genutzten Einzelelektronenpumpen beispielsweise mesoskopische Kondensatoren [13], die Injizierung von Levitonen [14] und die Verwendung akustischer Oberflächenwellen in Verbindung mit Quantenpunkten [15, 16]. In den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Einzelelektronenschaltungen ist der Ladungsdetektor an eine zusätzliche Detektorinsel angekoppelt, welche für die nachfolgende Demonstration durch die SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} und eine zusätzliche Barriere G_I aufgespannt wird und auf der die injizierten Elektronen

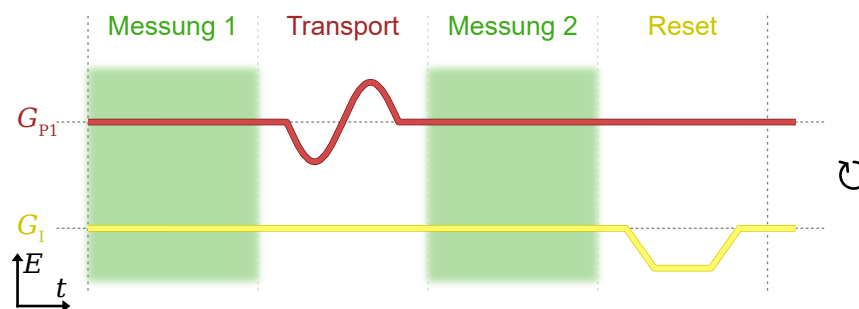


Abbildung 5.2: Schema eines einzelnen Single-Shot-Zyklus, definiert durch zeitaufgelöste Barrierenmodulation von SEP-Eingangsbarriere G_{P1} und inselbegrenzender Barriere G_I . Unterteilung in die vier Phasen *Messung 1*, *Transport*, *Messung 2* und *Reset*. Zeit- und Amplitudenskalen nicht maßstabsgetreu.

eingefangen werden (Abb. 5.1). Die Single-Shot-Methode zeichnet sich jedoch durch einen hohen Grad an Flexibilität aus, da die konkrete Ausgestaltung der zwischen Elektronenquelle und Ladungsdetektor liegenden Schaltung für den Betrieb unerheblich ist und somit flexible Anwendungsszenarien denkbar sind. Beispiele hierfür sind unter anderem die Auslesung der Besetzung einer Einzelelektronenpumpe durch einen direkt an die Elektronenquelle angekoppelten Ladungsdetektor [39], die Bestimmung der SEP-Transferstatistik an einer an die Elektronenquelle angekoppelten Detektorinsel [35, 37] oder auch die Beobachtung von Transport- und Einfangprozessen in ausgedehnten Einzelelektronen-Schaltkreisen mit räumlichem Abstand zwischen Quelle und Detektor [15, 16, 34] (auch Kap. 6 und 7).

Mehr als auf den vergleichsweise flexiblen individuellen Aufbau der betrachteten Probe kommt es für die hier vorzustellende Methode auf den zeitlichen Ablauf eines einzelnen Single-Shot-Zyklus an, der in Abbildung 5.2 abgebildet ist und aus einer Sequenz der folgenden vier Abschnitte besteht:

Messung 1: Initiale Auslesung des Ladungsdetektors.

Transport: Die Emission eines Elektrons wird ausgelöst, hier durch sinusförmige Anregung von G_{P1} . Das Elektron bewegt sich durch die Schaltung und wird entweder innerhalb der Insel eingefangen oder in einer der Zuleitungen versenkt. Während dieser gesamten Zeit wird das Detektorsignal verworfen, da die aktive HF-Modulation auf den Detektor koppelt und durch temporäre Auslenkung dessen Arbeitspunktes eine Auswertung behindert.

Messung 2: Erneute Auslesung des Ladungsdetektors.

Reset: Durch vorübergehendes Absenken der die Insel begrenzenden Barriere G_I wird die Insel mit der Zuleitung verbunden, sodass überschüssige Ladungen abfließen können (es wird wiederum das Detektorsignal nicht aufgezeichnet). Mit Wiederherstellung des Ausgangszustandes von G_I ist der Zyklus abgeschlossen und kann wiederholt werden.

Mit dem Ladungsdetektor muss hierbei nicht notwendigerweise der exakte Ladungszustand der Detektorinsel bestimmt werden, relevant ist lediglich

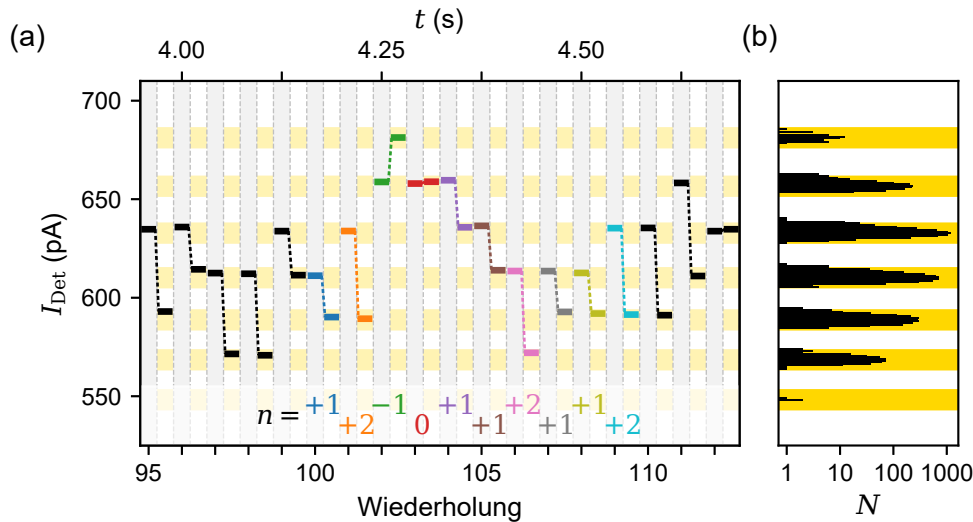


Abbildung 5.3: (a) Ausschnitt aus dem Detektorsignal I_{Det} bei 6000 Wiederholungen eines Single-Shot-Zyklus mit $f_{\text{R}} = 24$ Hz und halbleitendem, DC-ausgelesenem QD-Detektor (Probe *SEP1805 X1Y1*). Die zwei I_{Det} -Messungen eines Zyklus sind als horizontale Liniensegmente dargestellt, paarweise verbunden durch gestrichelte Linien. Zur besseren Erkennbarkeit sind einige der Wertepaare eingefärbt. (b) Histogramm über die Häufigkeitsverteilung (N) der Werte von I_{Det} im vollständigen Datensatz. Die zu den diskreten Ladungszuständen der Insel gehörigen Bereiche von I_{Det} sind durch gelbe Balken angedeutet.

der Unterschied zwischen den beiden Auslesezeiträumen, aus dem im Folgenden die Ladungsänderung bestimmt wird. Durch den getakteten Ablauf kann das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) der Detektorauslesung beliebig gewählt werden, indem die Integrationszeit zum Auslesen des Ladungsdetektors entsprechend gewählt (und der Ablauf des Mess-Zyklus daran angepasst) wird. Die zu integrierenden und auszuwertenden Zeitabschnitte des Detektorsignals sind dadurch automatisch festgelegt. So kann anwendungsbezogen einerseits unter metrologischen Gesichtspunkten eine arbiträr genaue Detektion für die Charakterisierung von Fehlermechanismen oder andererseits der optimale Kompromiss zwischen Bandbreite und Genauigkeit der Messung erreicht werden.

In der experimentellen Umsetzung werden zunächst durch die LabVIEW-Programmumgebung alle Potentiale eingestellt und dann der Detektor durch eine iterative Programmroutine seinem sensitivsten Arbeitspunkt angenähert, bevor zur Aufnahme der Statistik die Z -malige Wiederholung der zuvor beschriebenen Sequenz beginnt. Eine umfangreichere Beschreibung des experimentellen Ablaufs der Single-Shot-Messungen ist in Anhang A.1 enthalten.

Für eine auf diese Art aufgezeichnete Messung ist in Abbildung 5.3a ein Ausschnitt des zeitaufgelösten Detektorsignals I_{Det} gezeigt, wobei für die beiden Auslesezeiträume hier bereits nur die Mittelwerte der ursprünglich aus mehreren Datenpunkten bestehenden Messungen dargestellt sind. Hier ist zu Demonstrationszwecken eine Messung gezeigt, in der zyklusabhängig unter-

schiedliche Elektronenzahlen auf die (bzw. von der) Detektorinsel transportiert werden. Zusammengehörig dargestellt sind jeweils die Wertepaare aus erstem und zweiten Messintervall einer exemplarischen Sequenz von Zyklen, wobei die Signaländerungen innerhalb der Zyklen eindeutig erkennbar sind. Das Histogramm über den vollständigen Datensatz (Abb. 5.3b) zeigt sieben räumlich klar voneinander getrennte Ansammlungen von Ereignissen, welche diskrete Ladungszustände der Detektorinsel abbilden (gelb hinterlegt). Die in erster Näherung äquidistante Verteilung der Cluster deutet auf eine in diesem Bereich nahezu lineare Detektorkennlinie hin, sodass sich in diesem Fall bereits aus dem Vergleich der Stufenhöhen die zusätzlich auf der Ladungsinsel deponierten Elektronenzahlen n ableiten lassen. Die Bestimmung von $n > 0$ bzw. $n < 0$ aus $\Delta I_{\text{Det}} = I_{\text{Det,Final}} - I_{\text{Det,Initial}} > 0 \text{ pA}$ oder $< 0 \text{ pA}$ hängt von der Lage des Detektorarbeitspunktes auf der steigenden oder fallenden Flanke dessen Kennlinie ab (hier $\Delta I_{\text{Det}} < 0 \text{ pA} \rightarrow n > 0$). Das Resultat daraus ist am unteren Rand von Abbildung 5.3a aufgetragen.

Der Reset-Puls am Ende jedes Zyklus verhindert in diesem Betriebsmodus, dass die Insel durch die wiederholte Emission von Elektronen kontinuierlich aufgeladen und der Detektor so in den insensitiven Bereich seiner Kennlinie ausgelenkt wird. Der Vergleich der Messpunkte der initialen Ausleseintervalle über mehrere Zyklen hinweg zeigt, dass der Reset nicht reproduzierbar immer denselben Ladungszustand der Detektorinsel wiederherstellt. Stattdessen bildet die Initialisierung eine statistische Verteilung mehrerer Zustände ab (im abgebildeten Ausschnitt treten drei verschiedene Ausgangszustände auf), aufgrund derer zur Ermittlung von Ladungsänderungen zu jedem End- zwingend jeweils auch der individuelle Ausgangszustand erfasst werden muss. Ursächlich für die Statistik der Ausgangszustände ist die große Ausdehnung der Detektorinsel, infolge der deren Ladeenergie klein und damit vergleichbar zur thermischen Energie $k_B T$ in den Zuleitungen wird, deren Verteilung somit in der Besetzung der Detektorinsel abgebildet wird. Infolge geringerer Abmessungen der Ladungsreservoirs wird dieser Effekt in der Mehrzahl vergleichbarer Single-Shot-Experimente [15, 16, 35, 39, 197, 198] nicht beobachtet. Es ist zu berücksichtigen, inwieweit die verschiedenen Ausgangszustände und die dadurch ausgedrückte Ladungsänderung auf der Detektorinsel auf andere Bauelemente koppeln und so zum Beispiel über eine Verschiebung des SEP-Arbeitspunktes eine Beeinflussung der Messung bewirken können. Für die in den folgenden Kapiteln verwendeten Schaltungen wird ein solcher Einfluss infolge der geringen Hebelwirkung einzelner Elektronen bei gleichzeitiger räumlicher Trennung von Elektronenquelle und Detektorinsel jedoch vernachlässigt.

5.3 REKONSTRUKTION DER DETEKTORCHARAKTERISTIK

Für einen Quantenpunkt als Ladungsdetektor wird die Detektorkennlinie durch die Coulomb-Blockade-Oszillationen definiert, welche in Kapitel 2.3.2 beschrieben sind. Der Ausschnitt der Kennlinie, welcher durch einen Ladungsdetektor abgebildet wird, hängt von der Ankopplung der Ladungsänderung und der daraus resultierenden Auslenkung des Detektorarbeitspunktes ab. In dem in

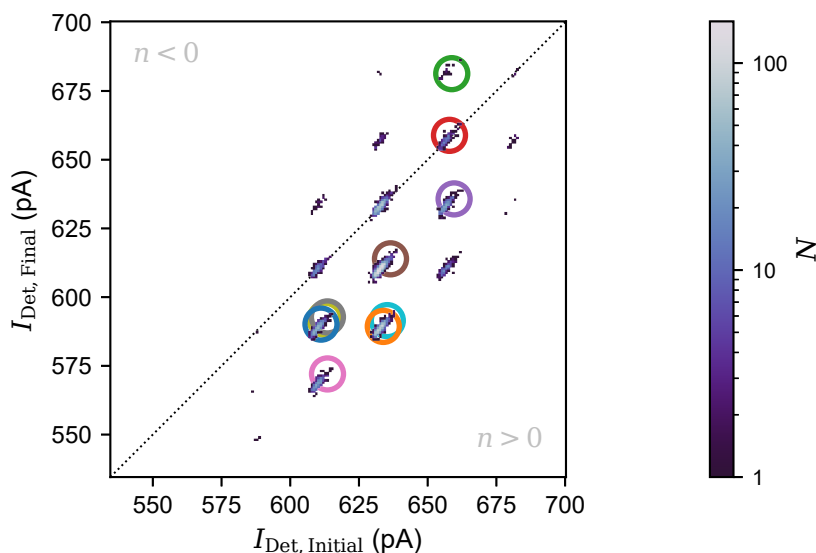


Abbildung 5.4: Zweidimensionales Histogramm des Detektorsignals I_{Det} für den vollständigen Datensatz aus Abbildung 5.3, in dem jeweils die x -Koordinate den ersten und die y -Koordinate den zweiten Messpunkt eines Wertepaars wiedergibt (jeweils 200 Klassen). Bunte Kreise zeigen die Einordnung der in Abbildung 5.3a hervorgehobenen Wertepaare an.

Abbildung 5.3 sichtbaren Ausschnitt der Detektorkennlinie ist nur ein begrenzter Ausschnitt aus der CB-Kennlinie zu beobachten, innerhalb dessen eine in etwa lineare Detektorantwort zu beobachten ist. Bei stärkerer Ankopplung der Ladungsänderung sind aber auch stark nichtlineare Detektorantworten möglich (vgl. Kennlinienform nach Gl. 2.21). In letzterem Fall hängt die durch eine Ladungsänderung (n) bedingte Signaländerung dann auch vom Ausgangszustand des Detektors ab ($I_{\text{Det,Initial}}$), sodass eine allein auf ΔI_{Det} basierende Klassifizierung der Ereignisse zu kurz greift.

Die Auswertung der Detektorantwort auf eine Ladungsänderung erfordert dann die Kenntnis der Detektorkennlinie. Dadurch, dass eine Ladungsänderung auf der Detektorinsel und die Steuerelektroden des Ladungsdetektors unterschiedliche Hebelwirkungen auf den Detektorquantenpunkt haben, kann die Detektorkennlinie für Ladungsänderungen nicht aus einer Messung in Abhängigkeit einer Steuerelektrode bestimmt werden. Stattdessen muss die Detektorkennlinie direkt aus der Single-Shot-Messung rekonstruiert werden. Hierfür werden die Messdaten in ein zweidimensionales Histogramm übertragen, welches nach initialen und finalen Auslesezeiträumen kategorisiert. Für den vollständigen Abbildung 5.3 zugrunde liegenden Datensatz ist diese Darstellung der Messwerte in Abbildung 5.4 gezeigt. Die zwei Dimensionen dieses Histogramms sind jeweils in 200 identische Klassen eingeteilt und bilden die insgesamt $2Z$ Auslesezeiträume der Z Einzelzyklen ab. Die Position auf der horizontalen Achse entspricht dabei dem Ausgangs- und die Position auf der vertikalen Achse dem Endzustand. Bei dieser Umwandlung wird jegliche Zeitinformation endgültig verworfen, auf Basis dieser Repräsentation können also keinerlei Schlüsse mehr über transiente Kenngrößen gezogen werden.

In dieser Form der Darstellung bildet sich eine größere Zahl von Clustern, die alle auftretenden Kombinationen aus Ausgangs- und Endzuständen der Detektorinsel abbilden. Auf der Diagonalen des Diagramms liegen dabei grundsätzlich alle Ereignisse, in denen die Ladung auf der Insel unverändert bleibt ($n = 0$), die Breite der Cluster bildet das Detektorrauschen ab. Die ober- bzw. unterhalb der Diagonalen liegenden Cluster repräsentieren Ladungsänderungen $n < 0$ bzw. $n > 0$. Diese Zuordnung hängt wie bereits zuvor angedeutet von der Lage des Detektorarbeitspunktes auf der steigenden oder fallenden Flanke seiner Kennlinie ab, welcher für die Zuordnung folglich bekannt sein muss. Hier entspricht die untere rechte Hälfte des Histogramms $n > 0$. Infolge der in diesem konkreten Beispiel wie zuvor beobachtet nur schwach vom Ausgangszustand der Messung abhängigen Signaländerung pro Elektron sind auch die Cluster für $n \neq 0$ in diesem Diagramm näherungsweise diagonal angeordnet.

Alle innerhalb einer senkrechten Spalte liegenden Cluster bilden unterschiedliche Ladungsänderungen bei identischem Ausgangszustand der Detektorinsel ab. Hier werden dabei fünf verschiedene Ausgangszustände abgebildet (Anzahl der Cluster in horizontaler Richtung). Die in dieser Darstellung resultierenden Positionen der in Abbildung 5.3a hervorgehoben Zyklen sind in Abbildung 5.4 farblich umrandet und bilden die Methode der Zuordnung beispielhaft ab.

In einem nächsten Schritt erfolgt eine Parametrisierung der sich im Histogramm entlang der Cluster gleicher n herausbildenden Struktur, die eine Abbildung der Detektorkennlinie darstellt, hier also einer Coulomb-Blockade-Oszillation. Zur Minimierung der Parameterzahl bei der Rekonstruktion der Kennlinie wird Gleichung 2.21 vereinfachend in der Form

$$I_{\text{Det}}(x) = \frac{A}{\cosh^2(x)} + O \quad (5.1)$$

parametrisiert. Dabei ist $I_{\text{Det}}(x)$ die Detektorantwort, die Parameter A und O beschreiben Amplitude und Offset der Kurvenanpassung und x drückt die Auslenkung des Detektors aus, welche hier durch eine Ladungsänderung induziert wird. Die Kennlinie nach einer Ladungsänderung auf der Detektorinsel um n Elektronen ergibt sich dann als $I_{\text{Det}}(x + nS)$, wobei S die Schrittweite der mit einer Ladungsänderung um ein einzelnes Elektron einhergehenden Signaländerung beschreibt.

Alternativ kann die Parametrisierung für die Reflektometrie-Auslesung mit einem RF-SET-Ladungsdetektor [119] abweichend in der Form [199]

$$I_{\text{Det}}(x) = A \left(1 - \frac{4}{\cosh(2x) + 3} \right) + O \quad (5.2)$$

formuliert werden. Die RF-Reflektometrie hat gegenüber der hier zur Anwendung kommenden DC-Auslesung den Vorteil, dass deutlich höhere Repetitionsraten erreicht und somit in gleicher Zeit umfangreichere Statistiken aufgezeichnet werden können. Alternative Detektortypen, z. B. QPCs, bedürften wiederum anderen Parametrisierungen, lassen sich ansonsten jedoch in gleicher Art und Weise behandeln.

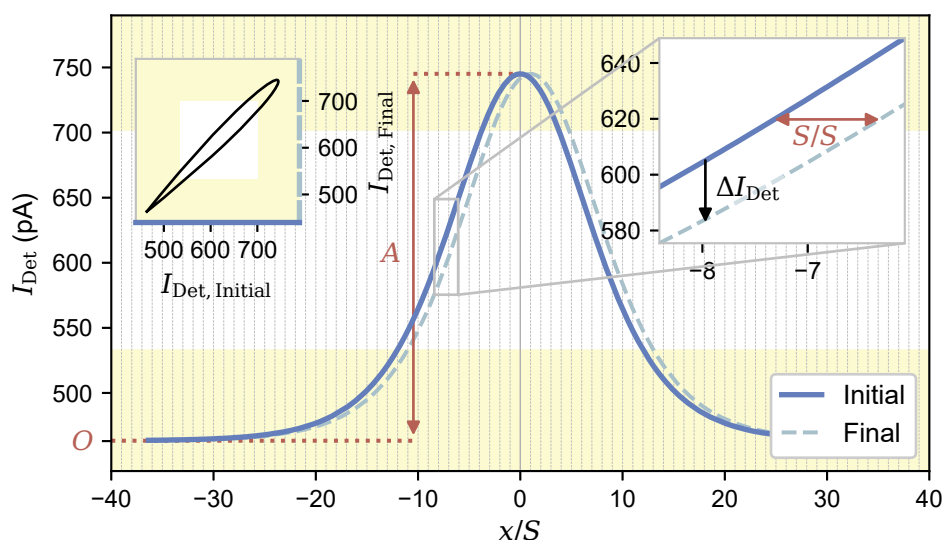


Abbildung 5.5: Durchgezogene Linie: Aus Abbildung 5.4 rekonstruierte Detektorkennlinie I_{Det} in Abhängigkeit der Detektorauslenkung x in Einheiten von S („Initial“). Gestrichelte Linie: Detektorkennlinie bei Änderung der Ladung auf der Detektorinsel um ein Elektron (d. h. $n = 1$, „Final“). Einschub rechts: Vergrößerung der Kennlinie im Bereich der höchsten Steigung. Einschub links: Darstellung von Final- über Initialzustand. Gelbe Einfärbungen markieren Arbeitsbereich außerhalb von Abbildung 5.4.

Aufgrund der Unkenntnis der Parameter A , O und S sowie wegen des großen Parameterraums ist die Bestimmung des globalen Optimums der Anpassung der Parametrisierung nur in einem Brute-Force-Ansatz möglich. Für die Gleichungen 5.1 und 5.2 wurde ein solcher von N. Ubbelohde und D. Reifert umgesetzt. Mithilfe dessen wird diejenige Parameter-Kombination ermittelt, entlang deren berechneter Detektorantwort die größte Zahl an Ereignissen akkumuliert werden kann. Abbildung 5.5 zeigt für die Daten aus Abbildung 5.4 die Charakteristik auf Basis der so ermittelten Parametrisierung für $n = 0$ [dargestellt als $I_{\text{Det}}(x/S)$, durchgezogene Linie] und $n = 1$ [$I_{\text{Det}}((x + 1S)/S)$, gestrichelt], die resultierenden Fit-Parameter sind eingezeichnet. Diese Linien beschreiben die Rekonstruktion der Detektorkennlinie und deren Auslenkung infolge einer umliegenden Ladungsänderung um ein einzelnes Elektron auf Basis einer Single-Shot-Messung, auch über den durch die Single-Shot-Messung tatsächlich abgetasteten Ausschnitt aus der Kennlinie hinaus.

Der linke Einschub in Abbildung 5.5 zeigt $I_{\text{Det}}(n = 1)$ über $I_{\text{Det}}(n = 0)$ und hat damit das identische Format wie das in Abbildung 5.4 gezeigte Histogramm. Eine Ladungsänderung um ein einzelnes Elektron kommt als Ursache für alle auf der resultierenden Kurve liegenden Punkte infrage. Diese Kurve unterscheidet in dieser Form nicht zwischen $n = 1$ und $n = -1$, da sie beide Flanken der CB-Oszillation beinhaltet. Zur Ergänzung dieser Unterscheidung darf nur diejenige Flanke berücksichtigt werden, auf der der Detektorarbeitspunkt liegt. Analoge Abbildungen können auf Basis von $I_{\text{Det}}(x + nS)$ auch

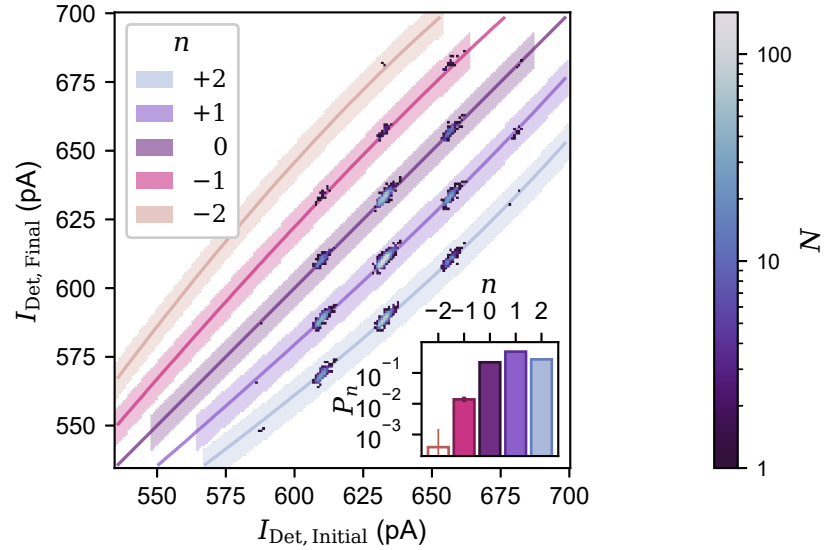


Abbildung 5.6: Darstellung der bestimmten Auswahlbereiche zur Klassifizierung der Ladungsänderungen n der Single-Shot-Messungen in Form von farbigen Streifen (entlang der linienförmig dargestellten Rekonstruktion der Detektorcharakteristik nach Gl. 5.1). Überlagert ist das zu klassifizierende Histogramm aus Abbildung 5.4. Einschub unten rechts bildet extrahierte Wahrscheinlichkeitsverteilung ab.

für $n \neq 1$ berechnet werden, sodass in der Folge für das Histogramm einer Messung Auswahlregeln für beliebige n bestimmt werden können.

In Abbildung 5.6 sind für die Daten aus Abbildung 5.4 die dementsprechend rekonstruierten Pfade für Elektronenzahlen $-2 \leq n \leq 2$ linienförmig dargestellt. Dabei ist eine gute Übereinstimmung mit den experimentell beobachteten Clustern erkennbar. Für Streifen einer definierten Breite entlang dieser Rekonstruktion (hier ± 8 der 200 Histogramm-Klassen; im Diagramm eingefärbt) werden dann alle beinhalteten Ereignisse zu N_n aufsummiert. Abhängig von der spezifischen Detektorantwort können sich die für verschiedene n rekonstruierten Pfade und insbesondere die Auswahlbereiche jedoch überschneiden (vgl. bspw. Abb. 5.8b), wodurch eine eindeutige Zuordnung teilweise unmöglich werden kann. Es erfolgt deshalb eine Auswahl eindeutig zuordenbarer Ausgangszustände, uneindeutige Ereignisse werden verworfen. Durch diese selektive Herangehensweise kann der dynamische Arbeitsbereich des Ladungsdetektors unter Einhaltung einer definierten Güte der Zuordnung von Ereignissen optimal ausgenutzt werden.

Die Wahrscheinlichkeiten, n Elektronen vorgefunden zu haben, ergeben sich dann zu

$$P_n = \frac{N_n}{T_n}$$

und beschreiben die vollständige Zählstatistik. Dabei ist T_n die Gesamtsumme aller Ereignisse, welche in den zur Evaluation von n herangezogenen Spalten des Histogramms liegen. In einem Szenario, in dem alle Spalten des Histogramms, in denen Ereignisse auftreten, durch alle Auswahlbereiche abgedeckt

werden, würde $T_n = \sum_n N_n = Z$ gelten. Dank des großen dynamischen Bereiches des Ladungsdetektors können Änderungen von mehreren Elektronen aufgelöst und identifiziert werden.

Die Unsicherheiten der mittels Single-Shot-Messungen extrahierten P_n werden in dieser Arbeit auf Basis der Konfidenzintervalle als Agresti-Coull Intervalle [200, 201] für ein Konfidenzniveau von $\gamma = 95\%$ abgeschätzt. Das Konfidenzintervall K ist gegeben durch

$$K = \widetilde{P}_n \pm \kappa \sqrt{\frac{\widetilde{P}_n (1 - \widetilde{P}_n)}{\widetilde{T}_n}}, \quad (5.3)$$

wobei $\kappa = \Phi^{-1}\left(1 - \frac{1-\gamma}{2}\right) = \Phi^{-1}(0.975) = 1.96$ das 0.975-Quantil der Standardnormalverteilung ist (Φ^{-1} : Quantilfunktion der Standardnormalverteilung). Gleichung 5.3 entspricht für den Fall $\widetilde{P}_n = P_n$ und $\widetilde{T}_n = T_n$ einer häufig herangezogenen Annäherung des binomialen Konfidenzintervalls über die Normalverteilung, welche auch als „Wald Intervall“ bezeichnet wird, jedoch insbesondere für $P_n \rightarrow 0$ und $P_n \rightarrow 1$ eine ungenügende Abschätzung des Konfidenzintervalls ergibt [201]. Für das Agresti-Coull Intervall gilt abweichend $\widetilde{N}_n = N_n + \kappa^2/2$, $\widetilde{T}_n = T_n + \kappa^2$ und $\widetilde{P}_n = \widetilde{N}_n/\widetilde{T}_n$. Mit $\kappa = 2$ entspräche dies anschaulich formuliert der „Ergänzung der Statistik um je zwei Erfolge und zwei Fehlschläge“ [200], in der Konsequenz wird das Agresti-Coull Konfidenzintervall im Vergleich zum Wald-Intervall konservativer abgeschätzt. Zur Absetzung von Datenpunkten mit unzureichender Stichprobe werden Wahrscheinlichkeiten, die auf einer Basis von $N_n < 5$ Ereignissen basieren, im Folgenden als ungefüllte Symbole bzw. Balken dargestellt. Der Einschub in Abbildung 5.6 gibt die für diesen Messpunkt resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung mitsamt Konfidenzintervallen wieder.

5.4 FEHLERMECHANISMEN DER AUSWERTUNG

Manche Fehler, die während der Datenaufnahme auftreten können, lassen sich anhand eines 2D-Histogramm ebenfalls erkennen, indem sie die beschriebene, charakteristische Anordnung der Cluster durchbrechen:

- Es können Aneinanderreihungen von Clustern entlang mehrerer Detektorantworten mit unterschiedlichen Parametrisierungen auftreten. Derartige Signaturen können sowohl durch die Deponierung einer Vielzahl von Elektronen als auch durch einen driftenden Detektorarbeitspunkt ausgelöst werden.
- Eine nicht ausreichend hohe Barriere G_1 kann zum Auftreten zusätzlicher, nicht-getakteter Ladungsänderungen während der Datenaufnahme führen, die sich im Histogramm in einer Ausschmierung der Cluster in horizontaler und/oder vertikaler Richtung äußern.

Dadurch, dass solche Fälle eindeutig identifizierbar sind, können betroffene Datensätze problemlos verworfen werden.

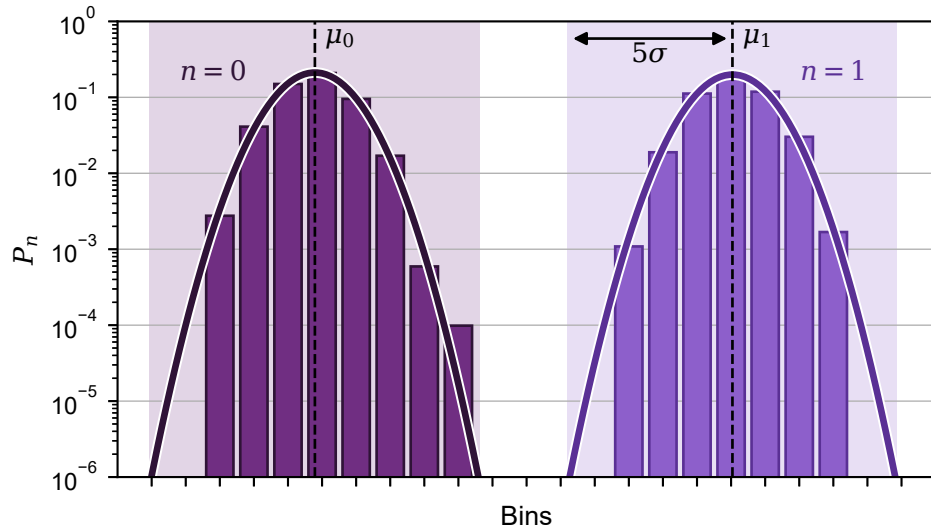


Abbildung 5.7: Balkendiagramm eines entlang der (wie in Abb. 5.6 dargestellten) Auswahlbereiche aufsummierten 2D-Histogramms, gezeigt für die in Kapitel 6 verwendete Probe und den Fall $P_0 \approx P_1 \approx 0.5$. Durchgezogene Linien stellen angepasste Gauß-Funktionen dar, im Hintergrund sind die Bereiche von $\mu \pm 5\sigma$ markiert.

Insgesamt ist der Fehlermechanismus der Single-Shot-Messung durch die fehlerhaften Zuordnung einzelner Ereignisse gegeben. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzuordnung kann quantifiziert werden, indem der Abstand der Cluster in vertikaler Histogramm-Richtung ausgewertet wird. Hierfür werden für ein Histogramm zunächst die Ereignisse innerhalb der Auswahlbereiche entlang der Rekonstruktion der Detektorcharakteristik (Linien in Abb. 5.6) aufsummiert, sodass n Cluster resultieren. Infolge der nichtlinearen Detektorkennlinie sind die Abstände zwischen zwei benachbarten Auswahlbereichen in Richtung der Summation variabel (vgl. Abstände zwischen den eingefärbten Streifen in Abb. 5.6). Die Beziehung der n Cluster zueinander wird hier deshalb durch den Abstand zwischen den äußersten beiden Spalten festgelegt, in denen mindestens ein Ereignis beobachtet wird. Damit wird hier eine konservative Abschätzung vorgenommen, da die Auswahlbereiche im Zentrum des Histogramms, in welchem erheblich mehr Ereignisse auftreten, weiter auseinander liegen. Das Ergebnis dieser Operation ist in Abbildung 5.7 als Balkendiagramm für eine Messung an der in Kapitel 6 verwendeten Probe dargestellt, bei der $N_n > 0$ einzig in den Auswahlbereichen $n \in \{0, 1\}$. Es wird ein Arbeitspunkt gewählt, für den in grober Näherung $P_0 \approx P_1$ gilt, sodass sich zwei vergleichbar dimensionierte Cluster ausprägen, die im Diagramm in unterschiedlichen Farben dargestellt sind.

Unter der Annahme weißen Rauschens sollten die Cluster jeweils Gauß-Verteilungen beschreiben. Kurvenanpassungen daran sind der Abbildung linienförmig überlagert und bestätigen durch die gute Übereinstimmung diese Annahme. Aufbauend auf den so ermittelten Erwartungswerten μ und Standardabweichungen σ sind in der Abbildung jeweils die Bereiche von $\mu \pm 5\sigma$

hervorgehoben, innerhalb derer sich die angepassten Gauß-Verteilungen nicht überschneiden. Daraus ergibt sich für die Güte $\eta_{\text{Detektion}}$ der Identifikation von Ereignissen, dass

$$1 - \eta_{\text{Detektion}} < 10^{-6}.$$

Im Vergleich zu den im folgenden Kapitel bestimmten Kenngrößen der übrigen Bauelemente stellt eine fehlerhafte Zuordnung einzelner Ereignisse damit für eine Single-Shot-Messung unter den hier gegebenen Bedingungen keine maßgebliche Limitierung der Schaltungseffizienz dar.

5.5 CHARAKTERISIERUNG DES SEP-TRANSPORTREGIMES

In diesem Abschnitt wird die Single-Shot-Messung in einem konkreten Beispiel zur Vermessung der Charakteristik einer Einzelelektronenpumpe angewendet, auf deren Grundlage in der Metrologie üblicherweise die Bestimmung der Genauigkeit dieser Stromquellen beurteilt wird. Eine REM-Aufnahme der Probe ist in Abbildung 5.1b gezeigt, der Aufbau entspricht dem in Abbildung 5.1a dargestellten Schema, in dem die Detektorinsel durch die SEP und eine zusätzliche Barriere definiert wird. Es handelt sich um eine Messung der SEP-Transferstatistik in Abhängigkeit der Höhe der SEP-Ausgangsbarriere G_{P_2} , welche methodisch bereits in Kapitel 3.2.3 beschrieben wurde. Auf Basis der dort an derselben Probe durchgeführten, konventionellen Strommessung war eine Vermessung nur bis zu einer messtechnisch limitierten Auflösung in der Größenordnung von 10^{-2} möglich.

Abbildung 5.8a zeigt in Form von dunkelviolett bis blau gefüllten Datenpunkten eine analog dazu aufgenommene Single-Shot-Messung auf Basis von 10^4 Wiederholungen (der rote Datenpunkt bleibt zunächst außen vor). Zudem ist strichpunktiert die daraus rekonstruierte Strom-Spannungs-Kennlinie $I/ef_R = \sum_n nP_n$ gezeigt, wobei für das quantisierte $1ef$ -Plateau hier auf Basis der Repetitionsrate der Single-Shot-Messung ($f_R = 24$ Hz) eine effektive Stromstärke von $I = ef_R \approx 3.85$ aA berechnet werden kann. In konventionellen Stromverstärker-Messungen sind Stromstärken in dieser Größenskala rauschbedingt unzugänglich.

Entsprechend der bereits in Kapitel 3.2.3 diskutierten Systematik werden für stark negative V_{P_2} keine Elektronen in der Einzelelektronenpumpe eingefangen, sodass auch keine Ladungsänderungen nachweisbar sind ($P_0 = 1$). Mit sinkender Barrierenhöhe steigt die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron in der Quelle einzufangen (das in der Folge sicher ausgeworfen wird), entsprechend steigt P_1 zulasten P_0 . Mit weiter sinkender Barrierenhöhe nimmt versetzt auch die Wahrscheinlichkeit zu, zwei Elektronen einzuladen und zu emittieren, wie es durch die Zunahme von P_2 abgebildet wird. Während aus einer Darstellung des mittleren Stromes auch nur die mittlere Abweichung von ef abgeleitet werden kann, erlaubt eine Single-Shot-Messung eine detaillierte Betrachtung der Transferwahrscheinlichkeiten, sodass zum Beispiel auch in einem Arbeitspunkt mit $P_0 > 0$ und $P_2 > 0$ beide Abweichungen von $n = 1$ individuell unterschieden werden können.

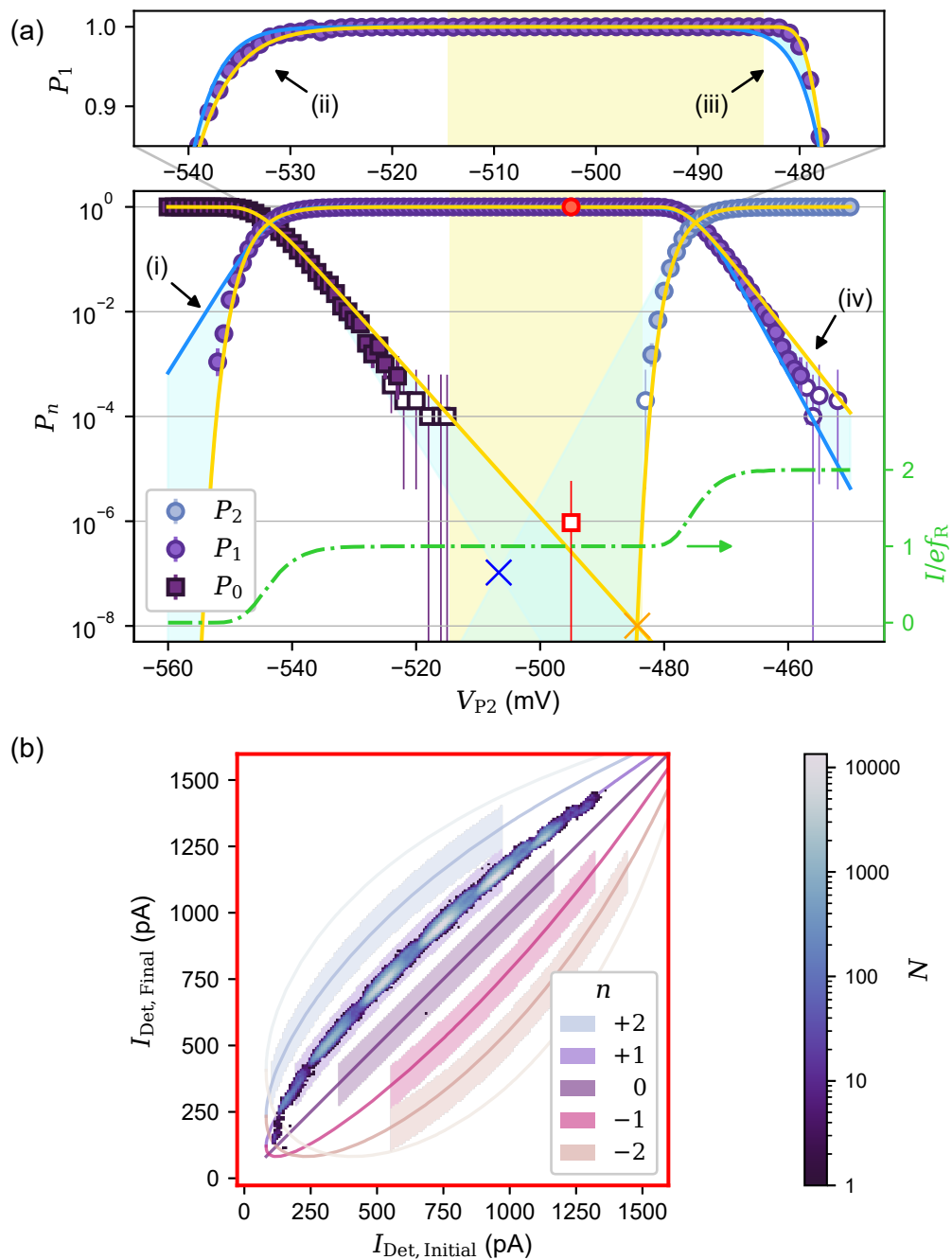


Abbildung 5.8: SEP-Transferstatistik bei 10 T mit halbleitendem QD-Ladungsdetektor, Probe *SEP1614 X1Y4*. (a) Wahrscheinlichkeitsverteilung entlang der SEP-Kennlinie (G_{P2}) für 10^4 Wiederholungen pro Messpunkt (Symbole). Abweichend rote Symbole: höher aufgelöster Messpunkt aus (b). Linien: Kurvenanpassungen nach thermischem (blau) und athermischem Modell (gelb); eingeschlossene Fläche blau eingefärbt. Fehlerbalken bilden Agresti-Coull-Konfidenzintervalle ab, ungefüllte Symbole zeigen $N_n < 5$. Strichpunktiert: Rekonstruierte Strom-Spannungs-Kennlinie (rechte Achse). (b) Histogramm-Darstellung eines hochauflösenden Messpunktes aus 1 129 998 Einzelzyklen [$V_{P2} = -495$ mV in (a)]. Zur Klassifizierung der Ereignisse werden nur die Bereiche $-2 \leq n \leq 2$ berücksichtigt (eingefärbte Streifen), rekonstruierte Parametrisierungen für $|n| \leq 3$ linienförmig eingezeichnet.

Während die in Kapitel 3.2.3 gezeigte Strommessung die Abweichung von $1ef_p$ limitiert durch die Auflösungsgrenze nur bis zu einem Niveau von $\approx 10^{-2}$ abbilden konnte, wird durch die in Abbildung 5.8a gezeigte Single-Shot-Messung mit 10^4 Wiederholungen eine Absenkung der Auflösungsgrenze erreicht, wobei die Obergrenze der Konfidenzintervalle für $N_n = 1$ abhängig von der Zahl auswertbarer Zyklen etwa 6×10^{-4} beträgt. Die Übersichtsmessung zeigt einen über ca. 30 mV ausgedehnten Bereich des $1ef$ -Plateaus, in welchem auf dem Niveau von 10^{-4} keinerlei Transportfehler nachweisbar sind ($\sum_{n \neq 1} N_n = 0$, gelb eingefärbt). Das Limit der SEP-Präzision, welches in der Nähe des Schnittpunktes der $n = 0$ und $n = 2$ Wahrscheinlichkeiten liegt, wird damit in dieser Single-Shot-Messung nicht aufgelöst. Eine weiteren Absenkung der Auflösungsgrenze kann durch Erhöhung der Wiederholungszahl der Single-Shot-Messung erreicht werden.

Abbildung 5.8b zeigt unter diesem Gesichtspunkt einen Datenpunkt bei $V_{p2} = -495$ mV mit $> 10^6$ Wiederholungen statt der bisherigen 10^4 Zyklen. An diesem Histogramm, in welchem die Detektorcharakteristik verglichen mit Abbildung 5.4 stärker nichtlinear ausfällt, werden auch die Vorteile der adaptiven Auswertungsmethodik klarer erkennbar: In Kombination mit der großen Zahl an Wiederholungen erfolgt in einigen Fällen ein Reset der Detektorinsel in einen von mehreren Ladungszuständen, welche den Detektor aus seinem sensitiven Arbeitsbereich auslenken (für $I_{\text{Det}} \rightarrow 0$ pA und $I_{\text{Det}} \rightarrow 1500$ pA) und welche in der Folge wegen der nicht zweifelsfrei möglichen Zuordnung verworfen werden.

Von allen auswertbaren Ereignissen werden hier niemals *zwei* Elektronen und es wird nur in einem einzigen Zyklus *kein* emittiertes Elektron nachgewiesen, die nahe an 1 liegende Transferwahrscheinlichkeit P_1 ist insofern offensichtlich. Mit $N_1 = 1\,023\,890$ und $T_1 = N_1 + 1$ ergibt sich das Konfidenzintervall der Fehlerwahrscheinlichkeit $(1 - P_1)$ zu $0 \leq 1 - P_1 \lesssim 6 \times 10^{-6}$. Eine weitere Reduzierung des Konfidenzintervalls in Richtung des metrologisch interessanten Niveaus von $1 - P_1 < 10^{-7}$ ist mit dem hier verwendeten DC-Ladungsdetektor nicht mehr sinnvoll möglich, da die Repetitionsrate des Single-Shot-Zyklus für eine weitere Vergrößerung der Stichprobe zu gering ist. Für einen solchen Fall ist der Umstieg auf einen supraleitenden RF-SET sinnvoll, mit dem sich ob der höheren Auslesebandbreiten in vergleichbarer Zeit sehr viel mehr Wiederholungen aufnehmen lassen (vgl. bspw. Ref. [120]).

Die Zahl transportierter Elektronen – und damit auch die Transfergenauigkeit – von Einzelelektronenpumpen wird physikalischen Modellen [36, 71, 77, 78, 80] zufolge durch die Entkopplung des dynamischen Quantenpunktes von der Zuleitung vorgegeben. Wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben wurde, ergeben sich hieraus in Abhängigkeit der dominanten Energieskala sowohl ein thermischer als auch ein athermischer (Decay-Cascade) Grenzfall. Die dominante Energieskala ist für den thermischen Grenzfall durch $k_B T$, also die thermische Energieverteilung der Zuleitung, und für den Decay-Cascade Grenzfall durch Δ_{ptb} gegeben, also die Verschiebung der QD-Energieniveaus während der Anhebung der Barriere und der damit einhergehenden Entkopplung des Quantenpunktes. Bei der Charakterisierung der Transferstatistik von Einzelelek-

tronenpumpen wurde bereits wiederholt eine Verbesserung der Quantisierung infolge eines senkrecht angelegten Magnetfeldes berichtet [141, 145, 147, 202], welche auch in der hier untersuchten Probe deutlich zu beobachten ist. Als Ursache für die Zunahme der Quantisierung wurden die durch das Magnetfeld induzierte Änderung des Einschlusspotentials [202], eine erhöhte Sensitivität der Rücktunnelrate gegenüber der Quantenpunkt-formenden Barriere sowie die Unterdrückung von Anregungen im Quantenpunkt [147] diskutiert.

Auch wenn die der Modellvorstellung zugrunde liegenden Annahmen im Magnetfeld nicht erfüllt sind, soll hier untersucht werden, ob und inwieweit Übereinstimmungen zwischen der modellhaften und der experimentell im Magnetfeld aufgelösten Phänomenologie zu beobachten sind. Abbildung 5.8a sind zu diesem Zwecke Kurvenanpassungen nach beiden Grenzfällen linienförmig überlagert (thermischer Grenzfall: blau; athermischer Grenzfall: gelb), welche hier anhand der Anpassung an P_1 diskutiert werden. Der vollständige, in Abbildung 5.8a gezeigte Datensatz wird hierfür mit einem Satz an Parametern nach den Gleichungen 2.24 bzw. 2.25 angepasst. Beginnend bei stark negativen V_{P2} (i) beschreibt das athermische Decay-Cascade-Modell die doppelt exponentielle Krümmung des einlaufenden $1ef_P$ -Plateaus treffend, während das thermische Modell das einsetzende P_1 systematisch überschätzt. Auch für das auf das $1ef_P$ -Plateau einlaufende (ii) bzw. von ihm auslaufende (iii) Signal von $P_1 > 0.9$ stimmt die Decay-Cascade-Kurvenform gut mit dem gemessenen Verlauf überein, während die Kurvenform des thermischen Modells wiederum abweicht. Weitergehend (iv) zeigen die gemessenen Werte von $P_1 < 10^{-1}$ für das auslaufende Plateau übereinstimmend mit beiden Modellen die zu erwartende (auf logarithmischer Skala lineare) Abhängigkeit von V_{P2} . Die Steigung der Messwerte weicht hier geringfügig von derjenigen der Decay-Cascade-Kurvenanpassung ab, möglicherweise infolge einer mit der Besetzung des dynamisch modulierten Quantenpunktes mit dem zusätzlichen zweiten Elektron verbundenen Änderung des Hebelarms der Elektrode.

Die bläulichen Einfärbungen in der Abbildung heben die zwischen den Kurvenanpassungen beider Grenzfälle liegenden Bereiche hervor, wobei alle gemessenen Datenpunkte innerhalb dieser Regionen liegen. Demnach zeigt die experimentell charakterisierte Einzelelektronenpumpe auch unter senkrechtem Magnetfeldeinfluss eine Phänomenologie, welche der Erwartung in der durch die Entkopplung des Quantenpunktes dominierten Modellvorstellung vergleichbar ist. Insgesamt betrachtet beschreibt die athermische Kurvenanpassung den Verlauf der Messwerte deutlich akkurater als die thermische (betrachtet man die χ^2 -Werte der Anpassungen als Maße für deren Fehler, so ergibt sich $\chi^2_{\text{thermisch}}/\chi^2_{\text{athermisch}} \approx 10$). Es ist hierbei jedoch auch zu berücksichtigen, dass thermischer und athermischer Grenzfall jeweils die eindeutige Dominanz einer der Energieskalen $k_B T$ und Δ_{ptb} voraussetzen, sodass in der Realität häufig eher ein intermediäres Regime vorliegen wird. Im athermischen Decay-Cascade-Regime ergeben sich allgemein als potenzielle Magnetfeldbedingte Einflussfaktoren für eine Optimierung der Initialisierung (und in der Folge der Quantisierung) einerseits der stärkere Einschluss des Elektrons im

Quantenpunkt und andererseits eine steigende Energieselektivität der Barrieren [77], wobei erwartet wird, dass letztere den größeren Beitrag ausmacht.

Unter der Annahme, dass in dem Bereich, in dem experimentell hier keine Fehlerereignisse beobachtet werden, keine über die Modellvorstellungen hinausgehenden Transport- bzw. Fehlermechanismen auftreten, würde sich für die Extrapolation der Kurvenanpassungen eine Fehlerwahrscheinlichkeit in der Größenordnung von 10^{-7} nach dem thermischen Modell ergeben (blaues Kreuz in Abb. 5.8a) bzw. 10^{-8} nach dem athermischen Modell (orangefarbenes Kreuz). Auch der rot eingefärbte Datenpunkt mit $T_n > 10^6$ liegt in Übereinstimmung zu dieser Abschätzung. Eine weitere Erhöhung der Stichprobe in Richtung 10^{-7} wäre unter Optimierung der Messbandbreite durch den Einsatz von supraleitenden RF-SETs zu erreichen. Die hier angestrebte experimentelle Umsetzung von EQO-Experimenten setzt allerdings die Anwesenheit starker Magnetfelder voraus, deren Kombination mit einem RF-SET zunächst die Herstellung von Spulen erfordert, die auch in Feldern von einigen Tesla supraleitend bleiben.

5.6 ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Kapitel wurde ein Schema zum Nachweis von einzelnen Elektronen, die von getakteten Elektronenquellen ausgesendet wurden, konzeptionell vorgestellt und in der experimentellen Umsetzung demonstriert. Die angewendete Methode basiert auf einer Rekonstruktion der Detektorcharakteristik aus der Single-Shot-Messung, welche in der Folge unter größtmöglicher Ausschöpfung des dynamischen Bereiches des Ladungsdetektors eine Auswertung der vollständigen Zählstatistik ermöglicht. Sie erlaubt so eine präzise Auswertung der Einzelzyklen und ist grundsätzlich universell einsetzbar, da sie nicht von der konkreten Ausgestaltung und Funktionalität der zu untersuchenden Einzelelektronen-Schaltung abhängt. Die Verwendung in Kombination mit verschiedenen Elektronenquellen und die Anpassung an alternative Detektortypen sind zudem ohne Weiteres möglich.

Exemplarisch wurde die Anwendung der Single-Shot-Methodik anhand der Charakterisierung der Transferwahrscheinlichkeit einer Einzelelektronenpumpe im starken senkrechten Magnetfeld demonstriert, welche eine unmittelbare Anwendung in der metrologischen Untersuchung eines quantisierten SEP-Stromnormals hat. Im Zuge der Untersuchung konnte die Übereinstimmung zur Phänomenologie durch die Entkopplung des dynamischen Quantenpunktes dominierter physikalischer Modellvorstellungen charakterisiert werden. Es wurde beobachtet, dass die Systematik auch unter Magnetfeldeinfluss weitgehend mit der Decay-Cascade-Systematik des athermischen Grenzfalls der Modellvorstellung übereinstimmt. In den folgenden beiden Kapiteln wird die Art der hier eingeführten Single-Shot-Messung für den Nachweis von in Schaltungen eingefangenen ballistischen Elektronen erneut zur Anwendung kommen.

EINFANG BALLISTISCHER ELEKTRONEN

In der jüngeren Vergangenheit wurden verschiedene getaktete Einzelelektronenquellen entwickelt, die durch die Einführung einer zeitlichen Kontrolle zur Weiterentwicklung von zuvor bereits mit kontinuierlichen Elektronenquellen aufgebauten elektronischen Quantenoptik-Experimenten [6–8, 130, 159] verwendet werden können [10–12, 14, 27–29, 34, 203]. In der Folge bewegt sich nicht nur im Mittel, sondern zu jedem Zeitpunkt immer nur eine abgezählte Anzahl von Elektronenwellenpaketen durch die Schaltung – ultimativ nur ein einziges.

Eine naheliegende Weiterentwicklung besteht darin, diese auch separat nachzuweisen, sodass durch die individuelle Auswertung jedes einzelnen Ereignisses der maximale Informationsgehalt erfasst, also die vollständige Zählstatistik des Experimentes aufgelöst werden kann. Für ein interferenzbasiertes Experiment, in dem sich ein Elektron im Extremfall wechselwirkungsfrei durch die Einzelelektronenschaltung bewegt, besteht die Herausforderung dann im Nachweis dieses Elektrons. Hierfür sind zwei konzeptionell unterschiedliche Ansätze denkbar:

- Detektion des den Detektor passierenden Elektrons, sozusagen „im Vorbeiflug“. Ob der kurzen Wechselwirkungsdauer des Elektrons mit dem Ladungsdetektor erfordert dieser Ansatz eine sehr hohe Detektorsensitivität. Mögliche Realisierungen werden gegenwärtig diskutiert [204–206].
- Detektion nach Einfang des nachzuweisenden Elektrons. Da in diesem Fall der Zustand eines statischen Systems zu erfassen ist, bestehen geringere Anforderungen an die Detektorsensitivität. Im Gegenzug wird jedoch vorausgesetzt, dass ein Elektron trotz zuvor ballistischer Propagation kontrolliert eingefangen und für die Dauer des Nachweises festgehalten werden kann. Konzeptionell ähnelt diese Methode dem Funktionsprinzip von Sample-and-Hold-Verstärkern in der konventionellen Analogelektronik, in denen ein Kondensator den temporären Zustand eines Signalpegels für die Auslesung zwischenspeichert [207].

Eine Umsetzung der letztgenannten Variante konnte zum Beispiel für den Transport auf Basis akustischer Oberflächenwellen (SAWs) bereits demonstriert werden [15, 16], bei dem ein Elektron in einem sich durch die Probe bewegenden SAW-induzierten Potentialminimum transportiert wird [64]. In

diesem Kapitel wird eine solche Funktionalität für ein alternatives Schaltungskonzept mit ballistischen heißen Elektronen demonstriert, die sich entlang eines transversalen Randpotentials ausbreiten, am Ausgang der Schaltung in einer abgegrenzten Ladungsinsel eingefangen und dann mithilfe der im vorausgegangenen Kapitel beschriebenen Methodik nachgewiesen werden. Durch die Verwendung des Ladungsdetektors ist dabei die Abbildung der vollständigen Zählstatistik selbst in hypothetischen Szenarien sichergestellt, in denen mehrere Elektronen simultan injiziert würden. So können darüber hinaus auch Anregungsprodukte identifiziert werden, welche auf anderem Wege mitunter nur als Messfehler wahrnehmbar wären. Dieses Schaltungskonzept wird im Folgenden zusammenfassend auch als *Capture&Detect* bezeichnet werden.

Der Aufbau dieses Kapitels gliedert sich wie folgt: Abschnitt 6.1 beschreibt zunächst das *Capture&Detect*-Konzept näher in seiner Funktion und der experimentellen Umsetzung. Dabei werden zudem Kenngrößen zur Beurteilung der Funktionalität der einzelnen Schaltungsbestandteile sowie der Gesamtschaltung vorgestellt. In Abschnitt 6.2 werden von diesen all jene Kenngrößen gesammelt, welche außerhalb des *Capture&Detect*-Betriebs ermittelt werden – dies betrifft die Funktionalitäten von Einzelelektronenpumpe, ballistischem Transport und Ladungsdetektion. Abschnitt 6.3 widmet sich der Untersuchung des Transportes über die isolierte Detektorinsel hinweg zunächst mittels Messungen der Transmission eines kontinuierlichen SEP-erzeugten Stromes heißer Elektronen. Zur Erklärung der Beobachtungen rückt dabei insbesondere die Einbeziehung der Änderung des Potentials der Detektorinsel infolge derer Aufladung durch den Einfang innerhalb derselben gestreuter Elektronen in den Fokus. Anschließend wird in Abschnitt 6.4 unter Verwendung des Ladungsdetektors der effiziente Einfang abgezählter einzelner Elektronen im Single-Shot-Modus demonstriert, wobei mittels der Ergebnisse aus Abschnitt 6.2 über die Bestimmung der Effizienz der Gesamtschaltung auch die des Einfangs der ballistischen Elektronen bestimmt wird. In Abschnitt 6.5 wird die Eingangsbarriere der Detektorinsel zur energetischen Spektroskopie der einfallenden Elektronenwellenpakete bei drei unterschiedlichen SEP-Emissionsenergien verwendet, wodurch deren Energieverteilungen charakterisiert und zudem Zeichen einer Anregung von Elektronen aus der Detektorinsel aufgelöst werden. Dieselbe Methode wird in Abschnitt 6.6 zur Spektroskopie an der Ausgangsbarriere der Detektorinsel eingesetzt, mithilfe derer das starke Ungleichgewicht der Streuwahrscheinlichkeiten zwischen Wellenleiter und Detektorinsel näher untersucht wird, welches die Grundlage der *Capture&Detect*-Funktionalität bildet. In Abschnitt 6.7 werden zwei verschiedene Methoden zur Manipulation der Einfangwahrscheinlichkeit ballistischer heißer Elektronen diskutiert, wobei der Schwerpunkt aufbauend auf dem in Abschnitt 6.3 beobachteten Einfluss des Potentials der Detektorinsel auf einer Beeinflussung desselben liegt. Neben den bisherigen energieaufgelösten Untersuchungen erfolgt in Abschnitt 6.8 zur Erweiterung der Tomografie eine temporale Spektroskopie der emittierten Elektronenwellenpaket, bevor die wesentlichen Ergebnisse des Kapitels in Abschnitt 6.9 zusammengefasst werden.

6.1 EXPERIMENTELLES KONZEPT

Abweichend von der im vorigen Kapitel verwendeten Schaltung, in welcher das Elektron aus der Einzelelektronenpumpe unmittelbar in eine abgeschlossene Ladungsinsel injiziert wurde, wird hier ein zusätzliches Wellenleiter-Segment zwischen Elektronenquelle und Detektorinsel eingefügt. In der hier beschriebenen konzeptionellen Demonstration dient der Wellenleiter neben der Lenkung der Elektronen insbesondere auch der Charakterisierung der Unterdrückung von Streuprozessen in der Schaltung. In zukünftigen EQO-Schaltkreisen wird perspektivisch auch ein zu untersuchender Interferenzeffekt innerhalb dieses Segmentes angeordnet sein, komplexere Schaltungen und beispielsweise die Ergänzung von Strahlteiler-Elementen sind möglich, wie im späteren Verlauf dieser Arbeit gezeigt werden wird. Abbildung 6.1a zeigt für das durchzuführende Experiment schematisch die prinzipielle Anordnung aller Schaltungselemente inklusive der möglichen Pfade, die ein bei Überschussenergie E_0 emittiertes Elektron beschreiten kann. Der tatsächliche Pfad eines einzelnen Elektrons hängt dabei von den Streuprozessen und daraus resultierenden Energieverlusten des individuellen Elektronenwellenpaketes sowie den Barrierenarbeitspunkten ab:

- i)* Ein Elektron, das den Wellenleiter nicht ballistisch durchquert, sondern durch Streuung Energie einbüßt, wird, auch für $E_{I1} < E_0$, an der Eingangsbarriere der Detektorinsel (G_{I1}) reflektiert und insofern nicht detektiert. Die nachfolgenden Pfade setzen die Überquerung von G_{I1} voraus.
- ii)* Sofern die Höhe der Ausgangsbarriere der Detektorinsel (G_{I2}) unterhalb der Energie des Elektrons liegt, kann das Elektron die Detektorinsel überfliegen und über G_{I2} hinweg wieder verlassen. In diesem Fall kommt es ebenfalls nicht zur Detektion. Zunächst wird G_{I2} jedoch deutlich über das Niveau von E_0 angehoben, sodass dieser Pfad blockiert ist.
- iii)* Ein Elektron, das keinerlei Energieverlust erfährt, die Detektorinsel über G_{I1} betritt und an G_{I2} reflektiert wird, kann die Insel über G_{I1} wieder verlassen und ebenfalls nicht nachgewiesen werden.
- iv)* Nur ein Elektron, das den Wellenleiter ohne Energieverluste durchquert hat und daraufhin auf der Insel relaxiert, kann eingefangen und detektiert werden. $E_{I2} > E_0$ vorausgesetzt, ist es dabei unerheblich (und ununterscheidbar), ob die Streuung auf der Strecke von G_{I1} nach G_{I2} oder – nach Reflexion an G_{I2} – auf dem Weg in umgekehrter Richtung erfolgt.

Eine Verwendung dieser Schaltung als Baustein für EQO-Schaltkreise erfordert eine hohe Wahrscheinlichkeit des letztgenannten Pfads (*iv*): Einerseits würde ein zukünftiges EQO-Experiment im Wellenleiter-Segment angesiedelt werden, wobei die Erhaltung der Kohärenz die weitgehende Unterdrückung von Streuprozessen voraussetzt, und andererseits werden nur Elektronen auf

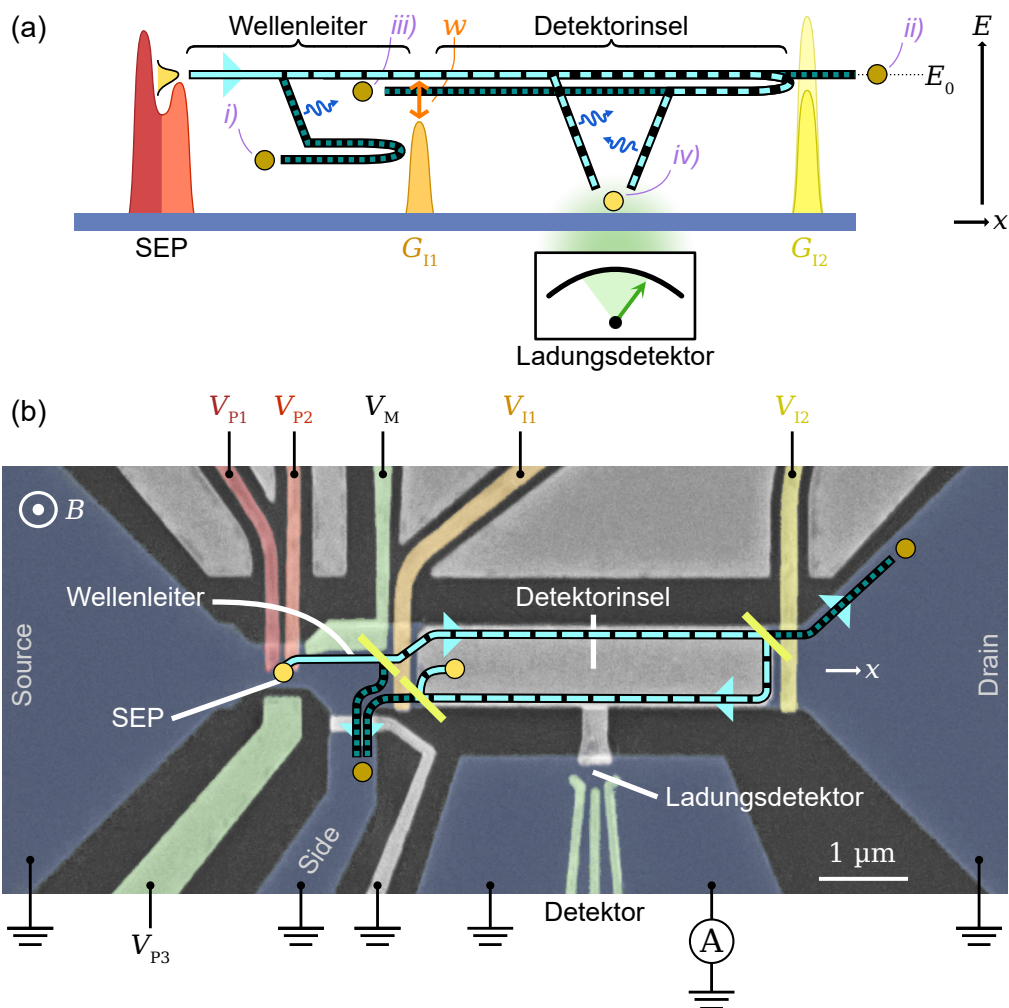


Abbildung 6.1: (a) Schema des experimentellen Capture&Detect-Aufbaus zum Einfangen ballistischer Elektronen. Dargestellt sind die verwendeten Potentialbarrieren (rot/orange/gelb), sowie die möglichen Transportpfade (hellblau) der injizierten Elektronen (gelbe Kreise) in Abhängigkeit der Energie. Dunkelblaue Pfeile deuten streuungsbedingte Energieverluste an. Ein Ladungsdetektor zum Nachweis der injizierten Elektronen ist an die aufgespannte Ladungsinsel angekoppelt. (b) Falschfarben-REM-Aufnahme eines der zum Einsatz kommenden Einzuelelektronenschaltkreise, dargestellt in Beschaltung der Single-Shot-Messungen (Probe *SEP1717 X1Y3*). Blaue Flächen markieren 2DEGs: T-förmige Hauptstruktur mit drei ohmschen Kontakten (Source, Drain und Side) und zusätzliche Ladungsdetektor-Mesa. Statische Elektroden sind grün und HF-modulierbare Elektroden rot (SEP) bzw. orange/gelb (Detektorinsel) hervorgehoben. Durch das Magnetfeld ($B = 10\text{ T}$) vorgegebene, potenzielle Transportpfade aus (a) sind wiederum skizziert (Strichlänge deutet Wahrscheinlichkeit der Pfade an), daraus resultierende Barrierendurchgänge als hellgrüne Strahlteiler dargestellt.

diesem Pfad detektiert. Daraus ergibt sich die Kontrollierbarkeit der Energieverlustmechanismen als fundamentale Anforderung an die Schaltung, infolge derer idealerweise einem verlustfreien Transport im Wellenleiter der infolge erhöhter Streuraten vollständige Abbau der Überschussenergie innerhalb der Detektorinsel gegenübersteht. Die Untersuchung dieses erforderlichen Ungleichgewichtes wird in diesem Kapitel vorgestellt.

Die Effizienz des Capture&Detect-Aufbaus wird im Folgenden anhand der Parallele zur (photonischen) Quantenoptik beschrieben, in der die Detektionseffizienz η des Nachweises einzelner Photonen in einem Detektor einen der maßgeblichen Parameter einer Schaltung darstellt [4]. In Anbetracht des modularen Aufbaus wird die kombinierte Effizienz der vollständigen Schaltung durch

$$\eta_{\text{Schaltung}} = \eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \cdot \eta_{\text{Einfang}} \cdot \eta_{\text{Detektion}} \quad (6.1)$$

ausgedrückt, zusammengesetzt aus der Genauigkeit der Einzelelektronenquelle (η_{SEP}) und den Effizienzen des ballistischen Transportes im Wellenleiter ($\eta_{\text{Wellenleiter}}$), des Einfangs der Elektronen (η_{Einfang}) und des Elektronennachweises ($\eta_{\text{Detektion}}$). Davon beschreiben $(1 - \eta_{\text{Wellenleiter}})$ und η_{Einfang} die Streuwahrscheinlichkeiten des elektronischen Transportes durch den Wellenleiter beziehungsweise über die Detektorinsel hinweg.

Abbildung 6.1b zeigt die konkrete experimentelle Ausgestaltung der Probenstruktur, welche einer Kombination der Schaltungen aus den Kapiteln 4 und 5 entspricht: Eine Einzelelektronenpumpe emittiert ein Elektron in den Wellenleiter-Abschnitt. Dort induziert das senkrecht angelegte Magnetfeld den Transport entlang des oberen, geätzten Randes des 2DEGs und leitet das Elektron in Richtung von G_{11} . Hierbei wird die Modulationselektrode G_M zur Optimierung der Transportcharakteristik auf minimale Streuraten verwendet (vgl. Kap. 4.5.1). Die vergleichsweise kurze Länge des Wellenleiters von $l_{\text{Wellenleiter}} \approx 1.25 \mu\text{m}$ ist darauf ausgelegt, die Streuung (und damit den Einfang) des Elektrons innerhalb der Detektorinsel möglichst frei von Verlusten innerhalb des Wellenleiters charakterisieren zu können. Dennoch gestreute Elektronen werden an G_{11} reflektiert und im Seitenabgriff Side versenkt, die ungestreuten gelangen über G_{11} auf die $4.2 \mu\text{m}^2$ große Detektorinsel, welche von G_{11} und G_{12} in dem $1 \mu\text{m}$ breiten, geätzten Kanal aufgespannt wird. Die Detektorinsel stellt einen großen, langgezogenen Quantenpunkt dar, wobei an ähnlich dimensionierten Quantenpunkten typischerweise Ladeenergien von wenigen $10 \mu\text{eV}$ beobachtet wurden.

Als zweite Probe (*SEP1717 X2Y0*, markiert durch *) wird analog eine komplexere Geometrie mit längerem Wellenleiter ($l_{\text{Wellenleiter}}^* \approx 3 \mu\text{m}$) und zusätzlichen Komponenten untersucht (diese ähnelt der auch in Kap. 7 verwendeten Probengeometrie). Anhand dessen sollen die konzeptionelle Reproduzierbarkeit sowie die Verwendbarkeit in komplexeren, anwendungsbezogenen Schaltungen demonstriert werden, Ergebnisse dieser Untersuchung sind explizit gekennzeichnet. Beide Proben sind aus demselben Wafer hergestellt, dessen Materialkenngrößen in Kapitel 3.2.4 extrahiert wurden und durch Tabelle 6.1 zusammengefasst werden.

Parameter	Wert
2DEG Tiefe	95 nm (nominell)
n_e	$1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
μ_e	$1.1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
τ_q	2.8 ps

Tabelle 6.1: Experimentell bestimmte Materialparameter des verwendeten 2DEGs (Wafer P946, Probe *SEP1717 X1Y3*).

6.2 VORCHARAKTERISIERUNG DER PROBENCHARAKTERISTIK

Über die Durchführung von Single-Shot-Messungen kann nur die kombinierte Effizienz der vollständigen Schaltung, $\eta_{\text{Schaltung}}$, bestimmt werden. Um daraus später nach Gleichung 6.1 η_{Einfang} extrahieren zu können, müssen zunächst auf anderem Wege die übrigen Bestandteile bestimmt werden. Für Elektronenquelle und Wellenleiter werden dafür Messungen auf der Grundlage eines kontinuierlich erzeugten Pumpstroms herangezogen.

Die Einzelelektronenpumpe geht auf die Entwicklung einer metrologisch präzisen Elektronenquelle zur Darstellung der elektrischen Stromstärke zurück. Die mittels spezialisierter Messaufbauten [69, 76, 141, 208, 209] experimentell demonstrierten SEP-Fehlerwahrscheinlichkeiten ($1 - \eta_{\text{SEP}}$) von deutlich unterhalb 1 ppm [69, 143, 144] liegen um Größenordnungen unterhalb der übrigen hier zu berücksichtigenden Beiträge und sind damit für die Gesamt-Effizienz $\eta_{\text{Schaltung}}$ gegenwärtig nicht limitierend. Abbildung 6.2a zeigt die ohne metrologische Messtechnik aufgenommene Charakteristik der hier verwendeten Einzelelektronenpumpe. Die im rechten Teilbild gezeigte relative Abweichung vom nominellen $1ef_P$ -Strom liegt in einem ausgedehnten, in der Abbildung gelb hinterlegten Bereich konstant auf einem Wert geringfügig oberhalb von 1×10^{-3} . Dies zeigt (vgl. auch Kap. 3.2.3) die Auflösungsgrenze der hier verwendeten Messtechnik an und deutet auf eine tatsächlich deutlich geringere Fehlerwahrscheinlichkeit hin, das heißt

$$1 - \eta_{\text{SEP}} \ll 10^{-3}.$$

Für die Betrachtung des ballistischen Transportes im Wellenleiter wird die Schaltung im selben Modus betrieben wie in Kapitel 4 und es wird die Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen P_S bestimmt. Anders als dort wird hier jedoch anwendungsnäher die SEP- statt der stochastischen Elektronenquelle verwendet und es wird $1 - P_S$ direkt aus dem im Seitenabgriff Side gemessenen Teilstrom I_R bestimmt. Dadurch kürzen sich neben der geringen Fehlerwahrscheinlichkeit der Elektronenquelle insbesondere auch Fehlerbeiträge aus Gain-Fehlern der Messinstrumente heraus, welche anderenfalls das Unsicherheitsintervall dominieren würden. Aus der in Abbildung 6.2b dargestellten Messung ergibt sich damit

$$\eta_{\text{Wellenleiter}} = P_S \approx (0.995 \pm 0.001)$$

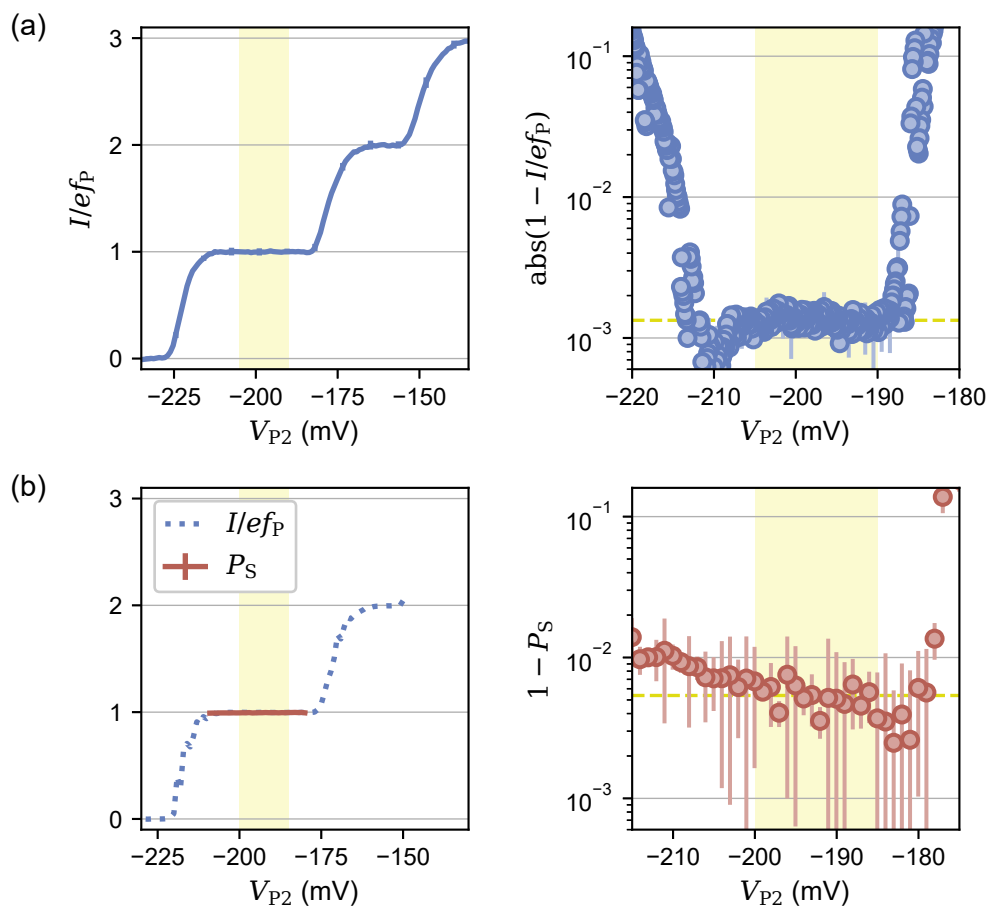


Abbildung 6.2: Charakterisierungen von (a) SEP-Genauigkeit und (b) durch Streuung ausgelösten Verlusten im Wellenleiter. Dargestellt sind jeweils links und rechts eine Übersichtsaufnahme der normierten Messung auf linearer Skala bzw. ein Ausschnitt deren Abweichung von 1 auf logarithmischer Skala. Es existiert eine leichte Verschiebung des SEP-Arbeitspunktes zwischen (a) und (b), der ausgewertete Ausschnitt in V_{P2} ist an die Verschiebung der Kennlinie angepasst. Ausgewertete Bereiche sind gelb hinterlegt. Fehlerbalken geben jeweils statistische Streuung an, in (b) ist zusätzlich eine Abschätzung des Fehlers der Auswertungsmethodik enthalten (vgl. Kap. 4.2).

(Zahlenwerte der Effizienzen η_i werden hier und im Folgenden auf drei Nachkommastellen gerundet spezifiziert). Die Emissionsenergie der Einzelelektronenpumpe befindet sich hierbei im Energiebereich der maximalen Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen (vgl. Kap. 4.3 und 6.5), zudem ist die Modulationselektrode mit $V_M = -350$ mV auf das maximale P_S ausgerichtet (vgl. Kap. 4.5.1). Für das durch den nasschemischen Ätzprozess definierte und durch G_M elektrostatisch manipulierte Randpotential ergibt sich aus $\eta_{\text{Wellenleiter}}$ für die charakteristische Streulänge nach Gleichung 4.2 ein nomineller Wert von

$$\lambda_{\text{Wellenleiter}} \approx 0.23 \text{ mm.}$$

$P_S \approx 1$ führt hierbei in Verbindung mit der logarithmischen Abhängigkeit von λ zu einem breiten Konfidenzintervall, welches sich in Abhängigkeit der Unsicherheit von P_S zu $0.2 \text{ mm} < \lambda_{\text{Wellenleiter}} < 0.3 \text{ mm}$ ergibt. Damit ist $\lambda_{\text{Wellenleiter}} \gg l_{\text{Wellenleiter}}$ eindeutig, wodurch der verlustarme, ballistische Transport der Elektronen durch den Wellenleiter gezeigt wird.

Die Effizienz des Nachweises eingefangener Elektronen wurde für diese Schaltung bereits in Kapitel 5.4 bestimmt. Dort wurde, trotz der Inselgröße von $> 4 \mu\text{m}^2$, für die Detektion ein Fehler von

$$1 - \eta_{\text{Detektion}} < 10^{-6}$$

beobachtet. Damit sind auf der üblichen Skala von 10^4 bis 10^5 Single-Shot-Zyklen typischerweise keine fehlerhaften Klassifizierungen von Ereignissen zu erwarten. Werte von $\eta_{\text{Detektion}}$ liegen für viele der im Folgenden gezeigten Messungen in dieser Größenordnung, so zum Beispiel auch für die in Abschnitt 6.4 diskutierte Konzept-Demonstration, hängen jedoch stark vom jeweiligen Arbeitspunkt des Ladungsdetektors ab und sind insofern nicht universell gültig.

6.3 AUSWIRKUNG DER INSELBILDUNG AUF WECHSELWIRKUNGEN

Im Hinblick auf die mit dem späteren Wechsel zur Single-Shot-Detektion verbundene Ausprägung der Detektorinsel wird nun die Wirkung der entstehenden Detektorinsel auf den Elektronentransport untersucht. Hierfür wird die Einzelelektronenpumpe zunächst weiterhin kontinuierlich betrieben und es wird der im Kontakt Drain gemessene Strom charakterisiert, welcher analog der Diskussion in Kapitel 4 als I_T bezeichnet wird und dessen Anteil des injizierten Stromes I_0 den Transferkoeffizienten $\alpha = I_T / I_0$ beschreibt.

6.3.1 Elektrostatische Definition der Detektorinsel

Abbildung 6.3a zeigt eine Messung von α in Abhängigkeit der beiden die Detektorinsel formenden Barrieren G_{I1} und G_{I2} bei konstantem SEP-Arbeitspunkt (Emissionsenergie E_0 ; vergleichbar $V_{\text{Bias}} \approx -36$ mV bei Verwendung der stochastischen Stromquelle, siehe auch Kap. 4.2.2). Dort sind verschiedene Arbeitsbereiche beschriftet $[(A), \dots]$, die im nachfolgenden Text referenziert werden.

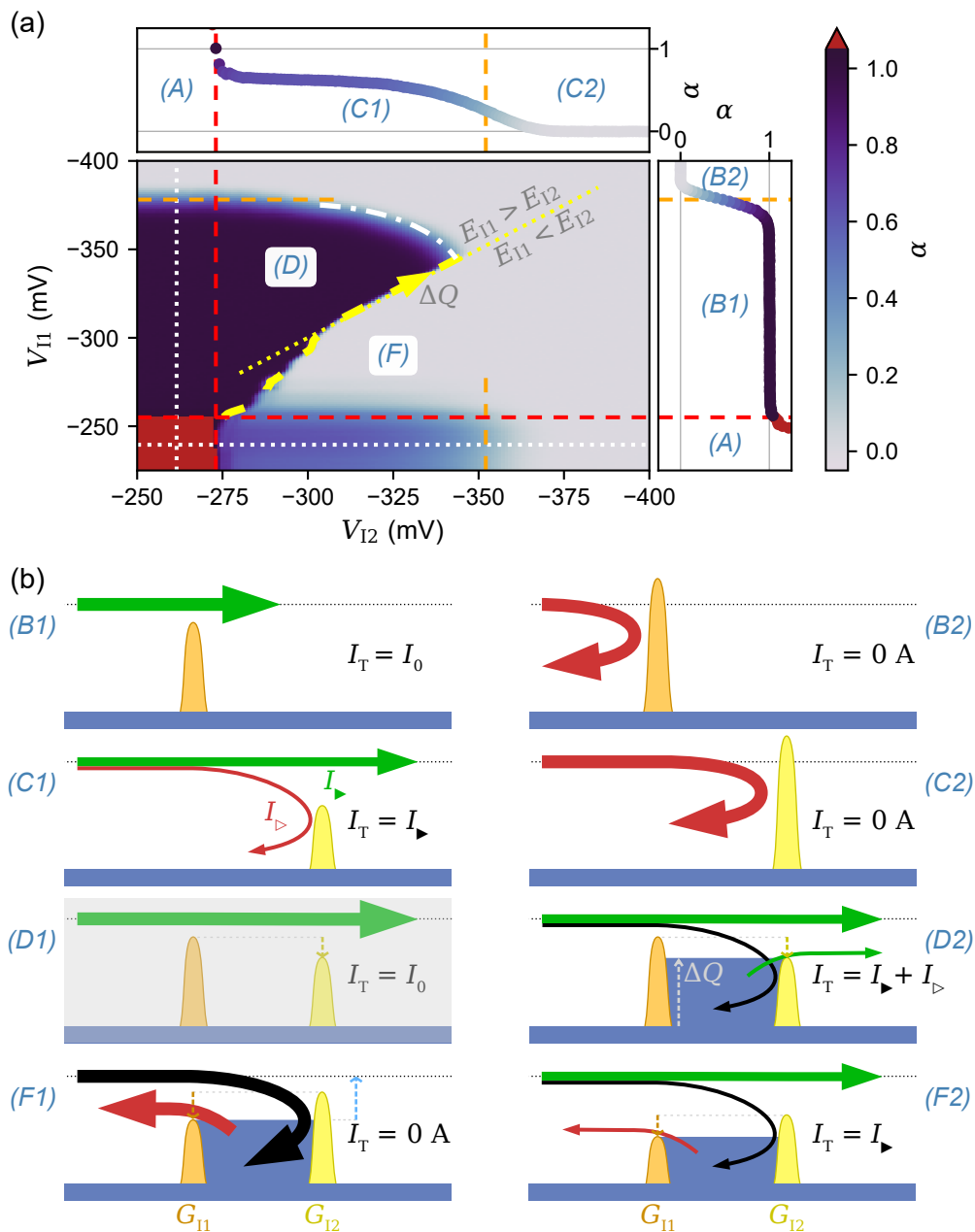


Abbildung 6.3: (a) Messung des Transferkoeffizienten α an Drain in Abhängigkeit der die Insel einschließenden Barrierenhöhen mit SEP-Elektronenquelle. Emissionsenergie E_0 , vergleichbar $V_{\text{Bias}} \approx -36$ mV bei Verwendung der stochastischen Stromquelle. Horizontale und vertikale gepunktete Linien im Hauptdiagramm markieren Positionen der darüber bzw. rechts dessen dargestellten Schnitte aus dem 2D-Datensatz. Diagonale gepunktete Linie markiert $V_{11} = V_{12}$. Verschiedene Transportregime sind betitelt, werden durch gestrichelte Linien abgegrenzt und im Text erläutert. (b) Schemata zur Erklärung des Transportes der in (a) benannten sowie zusätzlicher im Text diskutierter Bereiche. Grüne und rote Pfeile repräsentieren in Drain bzw. Side nachgewiesene Teilströme.

Entsprechende Schemata zur Erklärung der Beobachtungen in diesen Szenarien sind in Abbildung 6.3b skizziert. In den Schemata sind nach Drain fließende Teilströme grün eingefärbt und nach Side abgelenkte rot, wobei die Linienbreiten die Signalanteile andeuten.

In der unteren linken Ecke des Hauptdiagramms von Abbildung 6.3a sind beide Barrieren nicht geformt (*A*), es fließt infolge einer Potentialdifferenz zwischen den beiden über die Stromverstärker geerdeten Abgriffen Drain und Side ein Ausgleichsstrom zusätzlich zu den SEP-injizierten ef_{P} . Wird G_{12} in diesem Bereich (Barriere nicht geformt) gehalten und G_{11} angehoben, wird in senkrechter Richtung des Diagramms eine Messung aufgenommen, wie sie in Kapitel 4 zur Bestimmung der $P_{\text{S}}^{(m)}$ und $P_{\text{LO}}^{(m)}$ verwendet wurde (Koordinatensystem rechts des Hauptdiagramms). Die im vorigen Abschnitt diskutierte, hohe Transmission über G_{11} wird reproduziert (*B1*), effektiv gilt hier näherungsweise $I_{\text{T}} \approx I_0$ bzw. $\alpha_{\text{B1}} \approx \eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \approx 1$. Aufbauend darauf werden Transferfehler der Elektronenquelle sowie Verluste durch Streuung im Wellenleiter in der folgenden Diskussion wie auch in den Schemata vernachlässigt. Die Transmission wird durch Anhebung von $E_{11} > E_0$ unterdrückt (*B2*), sodass $\alpha_{\text{B2}} \approx 0$.

Umgekehrt wird in horizontaler Richtung mit G_{11} nicht ausgeprägt (Koordinatensystem oberhalb des Hauptdiagramms) analog die Transmission an G_{12} charakterisiert (*A,C1,C2*). In Region (*C1*) wird hierbei $\alpha_{\text{C1}} \approx 0.6 < \alpha_{\text{B1}}$ beobachtet, das heißt ein im Folgenden als I_{\triangleright} bezeichneter Teilstrom $I_{\triangleright} = (1 - \alpha_{\text{C1}}) I_0 \approx 0.4 I_0$ der Elektronen relaxiert beim Transport über die Ausdehnung der Detektorinsel vollständig und wird unabhängig der Höhe von G_{12} immer reflektiert. Der ballistische, also ungestreute, Teilstrom wird analog als I_{\blacktriangleright} bezeichnet, die Aufteilung der Ströme ist schematisch in Abb. 6.3b (*C1*) skizziert, wobei $I_{\text{T}} = I_{\blacktriangleright} = I_0 - I_{\triangleright}$ gilt. Ursächlich für die substanziellen Verluste ist die 4.2 μm lange Wegstrecke bis G_{12} . Im Vergleich zu der Transmission an G_{11} existiert zudem ein Unterschied durch das abweichende Randpotential entlang der geätzten Kontur der Detektorinsel (vgl. auch Abschnitt 6.6).

Mit der Formung der beiden Barrieren, in Abbildung 6.3a rechts oberhalb der rot gestrichelten Linien, wird die Detektorinsel isoliert, also ein Austausch von Elektronen mit den Zuleitungen bis zu von den individuellen Barrierenarbeitspunkten abhängigen Energien (E_{11} , E_{12}) unterdrückt. Ist zudem keine der beiden Barrieren über die Elektronenenergie angehoben (entsprechend ungefähr den orangefarbenen Linien), ist ein Transport über die Insel hinweg prinzipiell möglich. Wird die Überschussenergie von Elektronen in diesem Arbeitsbereich durch Streuung abgebaut, ist für die Richtung des Abflusses dieses zuvor als I_{\triangleright} eingeführten Teilstroms nach Side oder Drain insbesondere die Relation der inselformenden Barrieren G_{11} und G_{12} entscheidend. In Abbildung 6.3a wird dies durch zwei gegensätzliche Transportregime (*D,E*) sichtbar, welche weiter unten im Detail diskutiert werden.

Hier wird zunächst das diese Bereiche trennende Gleichgewicht $E_{11} = E_{12}$ der beiden Barrieren betrachtet, welches in der Abbildung durch die gelb gestrichelte, näherungsweise diagonal verlaufende Linie hervorgehoben ist. Existieren zwischen den Barrieren G_{11} und G_{12} freie Zielzustände, kann ein

Elektron beim Transport über die Detektorinsel durch Streuung in einen solchen übergehen und dort eingefangen werden. Wiederholt sich dieser Prozess infolge des kontinuierlichen SEP-Antriebs, kann auf der Detektorinsel durch Besetzung der freien Energieniveaus insgesamt eine durch $\min(E_{I1}, E_{I2})$ begrenzte, zusätzliche¹ Ladung ΔQ deponiert werden, welche somit entlang des Gleichgewichtes $E_{I1} = E_{I2}$ für stärker negative $V_{I1,2}$ zunimmt (vgl. Abb. 6.3a). Diese Ladungsänderung entspricht einer Änderung des Potentials der Detektorinsel, welches bei Charakterisierung des Transportes über die Detektorinsel berücksichtigt werden muss. Eine weitere Auswirkung der innerhalb der Insel deponierten Ladung besteht dabei in einer elektrostatischen Wirkung auf die inselformenden Barrieren und damit einer effektiven Erhöhung derselben. Diese wird zum Beispiel darin sichtbar, dass für große ΔQ die zur Reflexion einlaufender Elektronen an G_{I1} erforderliche Spannung V_{I1} nichtlinear reduziert wird (vgl. Krümmung der strichpunktierten Linie in Abb. 6.3a).

Abbildung 6.3a zeigt zusätzlich als gelb gepunktete Linie den Zustand identischer Elektrodenpotentials $V_{I1} = V_{I2}$. Die Abschnürspannungen der beiden Einzelbarrieren weichen hier deutlich voneinander ab (Unterschied zwischen den gestrichelt und gepunkteten gelben Linien am Schnittpunkt der roten Linien), während das Barrierengleichgewicht $E_{I1} = E_{I2}$ für $V_{I1}, V_{I2} < -305$ mV (im Diagramm rechts oberhalb) in etwa mit der Position von $V_{I1} = V_{I2}$ zusammenfällt. Bei identischer geometrischer Auslegung von G_{I1} und G_{I2} ist denkbar, dass die anfängliche Abweichung auf einen Gradienten der Ladungsträgerdichte im 2DEG zurückgeht (vgl. Kap. 4.4) und dass die Auswirkung dieses Gradienten durch den Einfluss der zunehmenden Ladung ΔQ überlagert wird. Die Nichtlinearität des Gleichgewichtes $E_{I1} = E_{I2}$ für betragsmäßig kleine $V_{I1,2}$ deutet zusätzlich auf eine nichtlineare Struktur mindestens einer der beiden Barrieren hin.

Regime $E_{I1} > E_{I2}$

Region (D) deckt den Fall ab, dass bei isolierter Detektorinsel $E_{I1} > E_{I2}$ gilt, wobei $I_T \approx I_0$ und somit $\alpha_D \approx 1$ beobachtet wird. Der gemessene Strom stimmt so mit dem bei ungeformter Barriere G_{I2} beobachteten überein ($\alpha_D \approx \alpha_{B1}$). Schema (D1) in Abbildung 6.3b skizziert hierfür einen hypothetischen Grenzfall von für diese Weglänge vernachlässigbaren Streuraten, welche zu $I_D \approx 0$ pA und somit $I_T = I_{\blacktriangleright} \approx I_0$ führen würden. Dieses stehen jedoch im Widerspruch zu der zuvor für die identische Flugstrecke beobachteten Transmission von $I_{\blacktriangleright} \approx 0.6I_0$ im Bereich (C1).

Schema (D2) skizziert den die Streuung innerhalb der Detektorinsel berücksichtigenden Fall, in welchem relaxierte Elektronen zunächst als zusätzliche Ladung ΔQ auf der Insel deponiert werden. Stehen keine weiteren freien Energieniveaus zur Verfügung, ist infolge des Ungleichgewichtes $E_{I1} > E_{I2}$ der Pfad in Richtung Side versperrt und zusätzliche relaxierte Elektronen fließen in Richtung Drain ab. Es ergibt sich dann $I_T = I_{\blacktriangleright} + I_D$ als Summe ballistischer

¹ Zusätzlich gegenüber der durch die Abbildung der Fermi-Verteilung der Zuleitungen im Ausgangszustand in der Detektorinsel gespeicherten Zahl von Elektronen.

und gestreuter Teilströme und somit $\alpha_{D2} \approx 1$. Eine Unterscheidung der Szenarien (*D1*) und (*D2*) wäre theoretisch innerhalb des initialen Aufladeprozesses der Detektorinsel denkbar, innerhalb dessen in Regime (*D2*) der Transferkoeffizient durch die anfängliche Aufladung der Insel eher dem in Region (*C1*) entspräche. Bedingt durch die um viele Größenordnungen unterhalb der SEP-Antriebsfrequenz liegende Bandbreite der Strommessung ist ein solcher Effekt hier jedoch experimentell nicht nachweisbar.

Regime $E_{I1} < E_{I2}$

Es wäre im einfachsten Fall zu erwarten, dass sich in Region (*F*) ein zu (*D2*) analoges Bild ergäbe, mit dem Unterschied dass hier infolge von $E_{I2} > E_{I1}$ der gestreute Teilstrom I_{\triangleright} nach Besetzung der Insel-Energieniveaus in Richtung Side abfließen würde. Statt dieser, vom Messwert zu (*C1*) übereinstimmenden Erwartung wird hier jedoch unmittelbar mit Bildung der Barriere G_{I1} abweichend $\alpha_F \approx 0 \ll \alpha_{C1}$ beobachtet. Dies impliziert eine deutliche Erhöhung der Streuwahrscheinlichkeit, die in Abbildung 6.3b im Vergleich der Schemata (*F2*) (Erwartung) und (*F1*) (Beobachtung) skizziert ist.

6.3.2 Erhöhte Emissionsenergie

Dieses Regime wird erneut anhand von Abbildung 6.4a untersucht, welche eine gleichartige Messung bei einer um etwa 65 meV erhöhten Emissionsenergie E_H der SEP zeigt. Die Erhöhung der Emissionsenergie wird erreicht, indem die Einzelelektronenpumpe statt mit einem sinusförmigen Signal an G_{P1} mit angepassten Wellenformen an G_{P1} und G_{P2} angetrieben wird, sodass eine synchrone Anhebung beider Barrieren während der zweiten Hälfte des SEP-Antriebszyklus erfolgt. Damit wird auch das SEP-Energieniveau angehoben, welches die Emissionsenergie des Elektrons bestimmt. Deren Erhöhung ist aus dem Vergleich der Positionen der Übergänge (*B1*→*B2*) und (*C1*→*C2*) in V_{I1} bzw. V_{I2} zwischen den Abbildungen 6.3a und 6.4a erkennbar (dort orangefarben bzw. hellblau gestrichelt markiert). Zur näheren Einordnung der Energien können diese Übergänge wie in Abbildung 6.5a dargestellt auf die auch in Kapitel 4 verwendeten, energieabhängigen Transportmessungen übertragen werden (vgl. Kap. 4.2). Aus den in Abbildung 6.5a markierten Werten von V_{Bias} , bei denen die Übergänge (*B1*→*B2*) mit denen in den Abbildungen 6.3a und 6.4a übereinstimmen, folgt für $E_H = E_0 + \Delta E$ eine Energiedifferenz von $\Delta E \approx 65$ meV.

Für die erhöhte Emissionsenergie E_H zeigt sich in Abbildung 6.4a für $E_{I1} > E_{I2}$ dieselbe Systematik nahezu vollständiger Transmission wie in Abb. 6.3a bei E_0 , hier wird deshalb ausschließlich der Bereich $E_{I1} < E_{I2}$ diskutiert. Darin existiert abweichend von E_0 ein als (*F2*) beschriftetes Regime, in welchem die Transmission über G_{I2} in etwa mit derjenigen in Abwesenheit von G_{I1} übereinstimmt, $\alpha_{F2} \gtrsim \alpha_{C1}$, entsprechend $I_T \approx I_{\blacktriangleright}$. Das heißt, dass wie zuvor erwartet der Anteil I_{\triangleright} innerhalb der Detektorinsel relaxierter Elektronen über G_{I1} in Richtung Side zurückgeleitet wird. Nach dem Energieverlust, der Voraussetzung für die Reflexion an G_{I2} ist, ist eine erneute Überwindung von

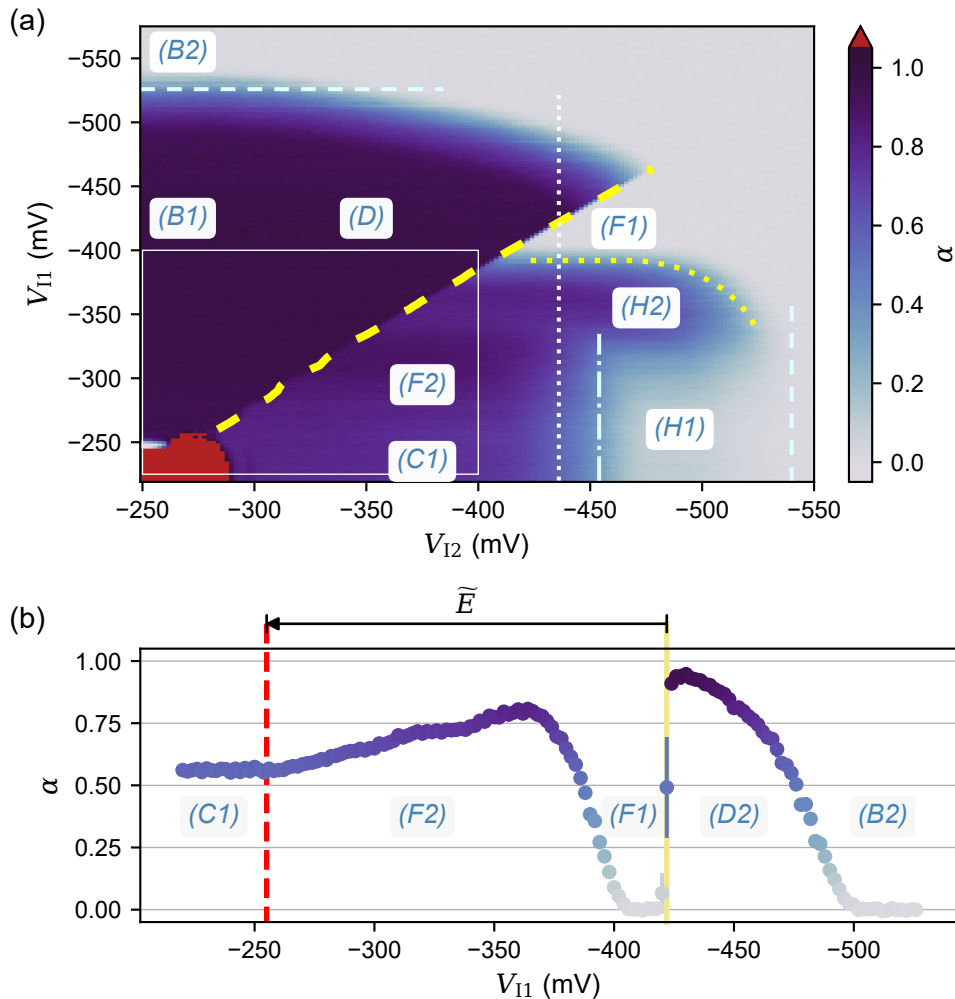


Abbildung 6.4: (a) Messung des Transferkoeffizienten bei erhöhter SEP-Emissionsenergie E_H . Der in Abbildung 6.3a sichtbare Ausschnitt ist umrandet, zusätzliche funktionelle Bereiche des Diagramms sind beschriftet. (b) Vertikaler Schnitt durch (a) bei $V_{I2} = -440$ mV [in (a) durch weiß gepunktete Linie markiert].

G_{I1} erst nach einer Aufladung der Detektorinsel zu erwarten. Betrachtet man einen beispielsweise senkrechten Schnitt durch die $E_{I1}=E_{I2}$ -Signatur, bewirkt eine minimale Änderung der Höhe von G_{I1} eine Umschaltung der Ableitung von I_{\triangleright} zwischen Source und Side, welche durch die Schemata (D2) und (F2) schematisch dargestellt wird.

Neben der zuvor diskutierten Beobachtung von Regime (F2) mit $\alpha_{F2} \approx \alpha_{C1}$ tritt bei E_H zusätzlich auch das bereits bei E_0 beobachtete Regime mit $\alpha_{F1} \approx 0$ auf, in welchem also die Transmission infolge einer substanziiell erhöhten Streuwahrscheinlichkeit vollständig unterdrückt wird. Abbildung 6.4b zeigt einen vertikalen Schnitt durch Abb. 6.4a bei $V_{I2} = -440$ mV, in welchem diese Charakteristik herausgestellt wird. Davon wird hier nur der Bereich von $E_{I2} > E_{I1}$ betrachtet, der im Diagramm links der durchgezogenen vertikalen Linie liegt, die die Position von $E_{I1} = E_{I2}$ anzeigt. Die Grenze für das Auftreten von $\alpha_{F1} \approx 0$ wird in Form einer minimalen Höhe von G_{I1} beobachtet, welche bei

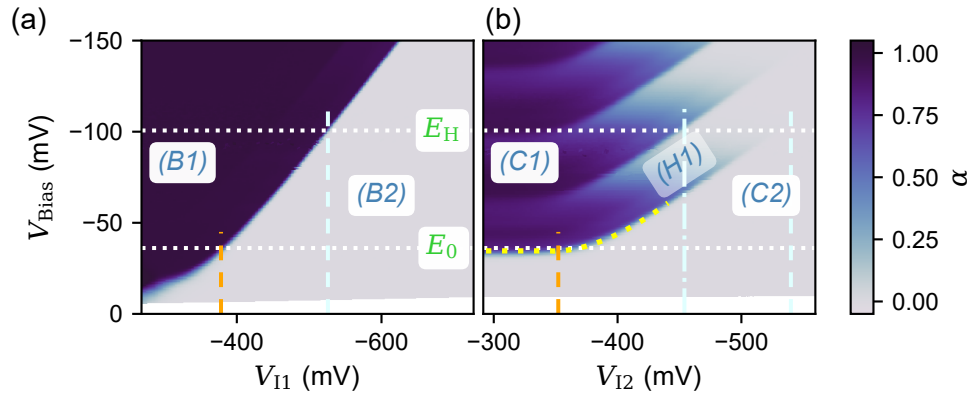


Abbildung 6.5: Energieabhängige Messungen des Transferkoeffizienten für die individuellen Barrieren (a) G_{11} und (b) G_{12} , aufgenommen mit stochastischer Elektronenquelle. Horizontale Linien markieren ungefähre Lagen der SEP-Emissionsenergien aus den Abb. 6.3a und 6.4a, charakteristische Arbeitspunkte der Inselbarrieren aus beiden Abbildungen sind erneut hervorgehoben.

$V_{11} \approx -400$ mV erreicht wird. Die massive Verstärkung der Streuung tritt damit in dem Grenzfall auf, in welchem sich die Barriere G_{11} der Emissionsenergie E_H annähert.

Vergleich zum Transport im Wellenleiter

Auf Basis des zuvor beschriebenen Schemas (F2) korrespondiert für $E_{I1} < E_{I2}$ die Barrierenhöhe von G_{11} infolge der Besetzung der Insel mit der zusätzlichen Ladung ΔQ mit dem höchsten besetzten Zustand der Detektorinsel. Im Vergleich zu der in Kapitel 4.3 untersuchten Energieabhängigkeit des ballistischen Elektronentransportes innerhalb geerdeter Zuleitungen erscheint es hilfreich, die Transportcharakteristik hier nicht bezogen auf das Massepotential der Zuleitungen, sondern bezogen auf Potential der (aufgeladenen) Detektorinsel zu betrachten. Für die Beschreibung der Transportcharakteristik im räumlichen Bereich der Detektorinsel kann dann anschaulich die Parallele zur bereits diskutierten Energieabhängigkeit des ballistischen Transportes gezogen werden. Während dabei über ähnliche Systematiken spekuliert werden kann, sind aufgrund der im Vergleich zu den Zuleitungen begrenzten Zahl in der Insel gespeicherter Elektronen quantitative Abweichungen zu erwarten. Innerhalb der Insel ergibt sich die relative Überschussenergie \tilde{E} der Elektronen bei konstantem SEP-Arbeitspunkt E_H im Bezug auf das Potential der Detektorinsel dann als $\tilde{E} = E_H - E_{I1}$. Wie in Abbildung 6.4b skizziert, ist diese Skala nur gültig solange die Detektorinsel isoliert ist (gestrichelte Linie) und $E_{I1} \leq E_{I2}$ (durchgezogene Linie).

Die Unterdrückung der Transmission für geringe \tilde{E} stimmt mit der in Kapitel 4.3.1 diskutierten Beobachtung der Energieabhängigkeit der Streucharakteristik überein. Dort wurde im Niederenergie-Limit der Emissionsenergien ein Regime starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen beobachtet, welches die Transmission von Elektronen unterdrückte und mit steigender Emissionsener-

gie schwellwertartig [25] ausklang. Dies steht in guter Übereinstimmung zu der in Abbildung 6.4b aufgelösten Systematik im Übergang ($F1 \rightarrow F2$), die ein ähnliches Regime starker Elektron-Elektron-Streuung substanziell weiter oberhalb der Fermi-Energie der Zuleitungen widerspiegelt. Mit steigendem \tilde{E} zeigt sich anschließend zunächst ein Transferkoeffizient mit einer Amplitude von $\alpha_{F2} \approx 0.8 > \alpha_{C1}$ ($I_T = I_{\blacktriangleright} \approx 0.8I_0$), der bei weiterer Erhöhung von \tilde{E} auf α_{C1} abklingt ($I_T = I_{\blacktriangleright} \approx 0.6I_0$). Diese mit steigender Energie \tilde{E} beobachtete Reduktion von α im Bereich ($F2$) stimmt ebenfalls zu den Beobachtungen in Kapitel 4.3 überein, wo jenseits des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen mit steigender Emissionsenergie durch die einsetzende LO-Phonon-Emission eine Reduktion des Transferkoeffizienten beobachtet wurde. Der hier betrachtete Schnitt durch Abbildung 6.4a schneidet für $-350 \text{ mV} \lesssim V_{I1} \lesssim -255 \text{ mV}$ in das weiter unten diskutierte Regime ($H1$), welches der LO-Phonon-Emission zugeordnet werden wird. Bei weiterer Absenkung von G_{I1} stagniert für $V_{I1} > -255 \text{ mV}$ (im Diagramm links der gestrichelten Linie) der Transferkoeffizient auf dem Niveau von α_{C1} , passend dazu, dass die Isolierung der Insel aufgehoben ist, sodass $\tilde{E} = E_H$ konstant bleibt und keine weitere energieabhängige Modulation der Streuung auftreten kann.

ELEKTRON-ELEKTRON-WECHSELWIRKUNGEN Im Hinblick auf das Regime starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen ($F1$) ist ein Fortbestehen auch der vollständigen Ladungsträgerrelaxation in den Bereich von $E_{I1} > E_{I2}$ hinein zu erwarten [($D2$) in Abb. 6.4b]. In diesem Fall würde für die mutmaßlich starken Elektron-Elektron-Wechselwirkungen dann $I_{\blacktriangleright} \approx I_0$, wobei durch das Ungleichgewicht der Barrieren die gestreuten Ladungsträger dennoch über G_{I2} nach Drain abfließen würden, sodass trotz dessen $I_T \approx I_{\blacktriangleright} \approx I_0$ wird (entsprechend $\alpha_{D2} \approx 1$). Während also eine zu Region ($B1$) in Abwesenheit der isolierten Detektorinsel vergleichbare Transmission $\alpha_D \approx \alpha_{B1}$ beobachtet wird, ist im Vergleich zu der ballistischen Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{S,B1} \approx \alpha_{B1}$ wenigstens stellenweise $P_{S,D} \approx 0$ anzunehmen. Auch in Segment (D) existiert also mutmaßlich eine anteilige Region, innerhalb derer der in Drain nachgewiesene Strom von Elektronen die Detektorinsel nicht ungestreut überquert hat.

Abbildung 6.5b zeigt die energieabhängige Messung des Transferkoeffizienten an G_{I2} ohne isolierte Insel, analog der bereits diskutierten Messung an G_{I1} (Abb. 6.5a). Dargestellt ist zudem die Übertragung der Werte von V_{Bias} , die gemäß der Beobachtung an G_{I1} den beiden SEP-Emissionsenergien entsprechen. Die Emissionsenergie E_H liegt hierbei weit oberhalb des Regimes starker Elektron-Elektron-Streuung, wodurch die Ausbildung des Bereiches ($F2$) möglich wird. Dadurch erfolgt die Erhöhung der Streuquerschnitte der Elektron-Elektron-Streuung erst durch die zusätzliche Ladung ΔQ im Zuge der Besetzung der Detektorinsel durch gestreute Elektronen, wodurch sich im Limit stärker negativer V_{I1} wiederum der Bereich ($F1$) starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen herausbildet. Die Form des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in Abbildung 6.4a (gepunktete gelbe Linie) ähnelt dabei grundsätzlich der bereits in Kapitel 4.3.1 diskutierten und

dort durch ein Potenzgesetz (Gl. 2.29) beschriebenen Form, welche in Abbildung 6.5b in gleicher Weise hervorgehoben ist. Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass bei isolierter Detektorinsel (Abb. 6.4a) durch die Ladung ΔQ ein zusätzlicher Beitrag zur Barrierenhöhe existiert, dessen Wirkung zuvor anhand von Abbildung 6.3a beschrieben wurde.

Im Vergleich dazu zeigt die Betrachtung der Lage von E_0 an G_{12} , dass E_0 in etwa mit jener minimalen Emissionsenergie zusammenfällt, die einem Elektron für die Überquerung von G_{12} , und damit für die Ausprägung eines Bereiches mit $I_T = I_{\blacktriangleright} \approx 0.6I_0$ (α_{C1}), mindestens zu eigen sein muss. Darauf aufbauend kann die vollständige Abwesenheit der Region (F2) mit $I_T > 0$ pA bei E_0 in Abbildung 6.3a dadurch erklärt werden, dass mit Isolation der Detektorinsel bereits bei einer geringen zusätzlichen Ladung ΔQ umgehend die starke Elektron-Elektron-Streuung einsetzt.

ELEKTRON-LO-PHONON-WECHSELWIRKUNGEN In Abbildung 6.4a tritt im Bereich $V_{12} < -450$ mV in Richtung steigender Barriere G_{11} (entsprechend sinkendem \tilde{E}) ein zusätzlicher Anstieg des Transferkoeffizienten auf, welcher eine entgegengesetzte Energieabhängigkeit gegenüber dem zuvor diskutierten ($F2 \rightarrow F1$) zeigt. Die betroffenen Bereiche sind als (H1) und (H2) gekennzeichnet, wobei $\alpha_{H2} > \alpha_{H1}$. Am unteren Rand des Diagramms ergibt sich in horizontaler Richtung der Verlauf ($A \rightarrow C1 \rightarrow H1 \rightarrow C2$) in einem Schaltzustand, der systematisch übereinstimmt mit einem ebenfalls horizontalen Schnitt durch Abbildung 6.5b bei dem aus Abb. 6.5a projizierten Arbeitspunkt E_H (obere gepunktete Linie; geringfügige Verschiebungen existieren infolge der Kopplung zwischen G_{11} und G_{12}). Aus der Betrachtung von Abbildung 6.5b ist erkennbar, dass der Übergang ($H1 \rightarrow C2$) die Signatur ballistisch bis G_{12} propagierender Elektronen abbildet (hellblaue gestrichelte vertikale Linien in Abb. 6.4a und 6.5b; vgl. Kap. 4). Demgegenüber repräsentiert der Übergang ($C1 \rightarrow H1$) diejenigen Elektronen, deren Energie durch Emission jeweils eines einzelnen LO Phonons um $\hbar\omega_{LO}$ reduziert wurde und die so nur über eine entsprechend niedrigere Barriere G_{12} transmittiert werden können (strichpunktierte Linien). Dies ist in Abbildung 6.6 als Schema (H1) skizziert, wobei der blaue Pfeil den Anteil über Emission eines LO Phonons relaxierender Elektronen anzeigt, welcher G_{12} nach LO-Phonon-Emission nicht mehr überwinden kann. $I_T = I_{\blacktriangleright} = \alpha_{H1}I_0 < 0.1I_0$ (wobei $P_{LO}^- \approx I_T/I_0 = \alpha_{H1}$) zeigt hier gegenüber Regime (C1) mit $I_T = I_{\blacktriangleright} = \alpha_{C1}I_0 \approx 0.6I_0$ einen deutlichen Einfluss der LO-Phonon-Emission.

Wird von Region (H1) ausgehend G_{11} erhöht, steigt im Zuge des Übergangs ($H1 \rightarrow H2$) der Transferkoeffizient an G_{12} dennoch auf die zuvor für $E_{12} < E_H - \hbar\omega_{LO}$ beobachtete Amplitude an (näherungsweise $\alpha_{H2} \approx \alpha_{F2}$). Aufgrund fehlender freier Zielzustände wird hier die LO-Phonon-Emission unterdrückt und der Anteil von Elektronen, welcher sonst infolge des damit verbundenen Energieverlustes an G_{12} reflektiert worden wäre, wird nach Drain transmittiert. Im Bild der relativen Überschussenergie \tilde{E} ergibt sich in Richtung steigender \tilde{E} somit insgesamt die folgende Sequenz von Transportregimen:

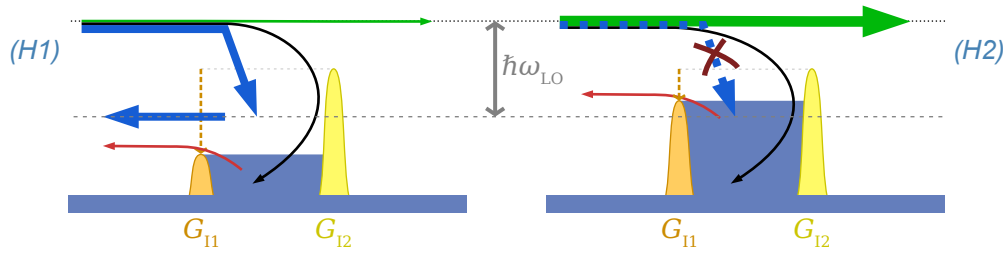


Abbildung 6.6: Schemata zur Erklärung des Transportes in den in Abbildung 6.4a markierten Regionen (H1) und (H2). Grüne und rote Pfeile repräsentieren analog Abb. 6.3b transmittierte und reflektierte Stromanteile, blaue Pfeile skizzieren Pfade der Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen.

- (F1) $\alpha_{F1} = 0 \rightarrow$ ausbleibende Transmission infolge starker Elektron-Elektron-Streuung bei geringen Überschussenergien.
- (H2) $\alpha_{H2} = \max \rightarrow$ hohe Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen bei Überschussenergien knapp oberhalb des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkung, während noch keine LO-Phonon-Emission möglich ist.
- (H1) $\alpha_{H1} < \alpha_{H2} \rightarrow$ abnehmende ballistische Überlebenswahrscheinlichkeit infolge von Verlusten durch einsetzende LO-Phonon-Emission.

6.3.3 Zwischenfazit

Die zuvor beschriebenen Untersuchungen zeigen für den Transport über die Detektorinsel ausgeprägte Ähnlichkeiten zu der bereits in Kapitel 4 diskutierten Spektroskopie an einer am Ende eines Wellenleiter-Segmentes platzierten einzelnen Barriere. Mit Ausbildung der Detektorinsel muss hierbei jedoch zusätzlich berücksichtigt werden, dass beim Transport über selbige gestreute Elektronen in der isolierten Detektorinsel eingefangen werden und so das Potential derselben verändern können, welches als zusätzlicher Beitrag sowohl zu den inselbildenden Barrieren als auch zum elektronischen Transport zu berücksichtigen ist. Aufbauend darauf erfolgte so zum Beispiel eine Beobachtung des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen (Kap. 4.3.1) bei absolut deutlich erhöhten Emissionsenergien. Der bereits als Bestandteil dieser Untersuchungen vorkommende Einfang von Elektronen in der Detektorinsel wird nun im folgenden Abschnitt mithilfe eines Ladungsdetektors betrachtet.

6.4 SINGLE-SHOT-NACHWEIS EINGEFANGENER ELEKTRONEN

Im vorausgegangenen Abschnitt wurde der Einfang von Elektronen innerhalb der Detektorinsel bereits indirekt über die Beeinflussung der Transportcharakteristik durch Aufladung der Detektorinsel beobachtet. Weitergehend soll der Einfang der sich bis G_{11} ballistisch fortbewegenden Elektronen in diesem Abschnitt durch Verwendung eines Ladungsdetektors im Rahmen des in Kapitel 5 vorgestellten Single-Shot-Modus direkt nachgewiesen werden, wobei die zuvor

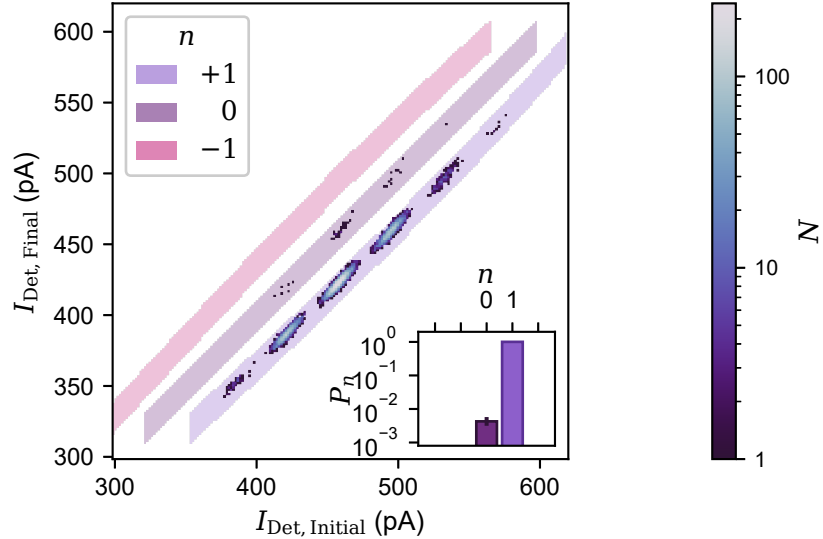


Abbildung 6.7: Demonstration des Einfangs ballistischer Elektronen im Single-Shot-Modus, welcher durch die Ereignisse $n = 1$ ausgedrückt wird. Entspricht dem Datenpunkt $V_{I1} = -334$ mV aus Abb. 6.8.

diskutierte Aufladung der Detektorinsel durch gestreute Elektronen durch den Reset am Ende eines jeden Zyklus hier verhindert wird.

Für die Untersuchung wird die Schaltung auf den in Abbildung 6.1a als (iv) gekennzeichneten Pfad eingestellt, sodass Elektronen bei Emissionsenergie E_0 die Insel-Eingangsbarriere G_{I1} überwinden können, aber an der Insel-Ausgangsbarriere G_{I2} sicher reflektiert werden ($E_{I1} < E_0 < E_{I2}$). Das Resultat einer solchen Messung aus 10^5 Single-Shot-Zyklen ist in Abbildung 6.7 als 2D-Histogramm dargestellt. Das Ergebnis nach Auswertung gemäß der Beschreibung in Kapitel 5.3 ergibt einen Wert von $P_1 \approx (0.996 \pm 0.001)$, wobei $P_0 + P_1 = 1$. Der nahe an 1 liegende Wert demonstriert damit den effizienten Einfang der ballistisch durch den Wellenleiter propagierten Elektronen und ist gleichbedeutend mit der Schaltungseffizienz

$$\eta_{\text{Schaltung}} = P_1 \approx (0.996 \pm 0.001).$$

Diese hohe Ausbeute ist gut vergleichbar mit der ebenfalls oberhalb von 99 % liegenden Effizienz, die kürzlich in einer Struktur mit SAW-induzierten Elektronentransport demonstriert wurde [34, 198].

Aus diesem Wert ergibt sich in Kombination mit den zuvor bestimmten η_{SEP} , $\eta_{\text{Wellenleiter}}$ und $\eta_{\text{Detektion}}$ die Einfang-Effizienz η_{Einfang} , welche die kombinierte Streuwahrscheinlichkeit aller am Abbau der Überschussenergie des Elektrons (und somit dessen Einfang) beteiligten Mechanismen abbildet. Diese ist im Rahmen der zuvor angegebenen Unsicherheitsintervalle nicht von 1 zu unterscheiden, $\eta_{\text{Einfang}} \approx 1$, das heißt die die Detektorinsel erreichenden Elektronen werden ausgesprochen effizient innerhalb derselben eingefangen.

Die zusätzlich untersuchte zweite Probe (*) mit $l_{\text{Wellenleiter}}^* \approx 3 \mu\text{m}$ weist eine reduzierte Effizienz von $\eta_{\text{Schaltung}}^* \approx 0.96$ auf (nicht gezeigt). Jener Wert ist gut mit dem die Detektorinsel erreichenden Anteil von Elektronen vergleichbar

($\eta_{\text{Schaltung}}^* \approx \eta_{\text{SEP}}^* \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}}^*$), sodass gegenüber der hier hauptsächlich diskutierten Probe vergleichbare, ebenfalls nahe an 1 liegende Werte für η_{Einfang}^* und $\eta_{\text{Detektion}}^*$ resultieren. Der im Vergleich geringere Wert $\eta_{\text{Wellenleiter}}^* < \eta_{\text{Wellenleiter}}$ ist eine Folge des längeren Wellenleiter-Segementes und dessen unvollständiger Abdeckung durch die Modulationselektrode (vgl. Abb. 7.1).

Insgesamt gesehen ist der Einfang ballistischer Ladungsträger demzufolge reproduzierbar mit hoher Effizienz möglich und die Schaltungseffizienz wird hier vorrangig durch den Ladungsträgertransport im Wellenleiter limitiert (es gilt in guter Näherung $\eta_{\text{Schaltung}} \approx \eta_{\text{Wellenleiter}}$). Folglich kann das Capture&Detect-Konzept im Single-Shot-Modus nun auch als Bauelement zur weitergehenden Charakterisierung eingesetzt werden.

6.5 ENERGETISCHE TOMOGRAFIE VON WELLENPAKETEN

Betrachtet man das Einfangen ballistischer Elektronen unter dem Aspekt der Wellenpaket-Eigenschaften der Elektronen, so ist es notwendig, die intrinsische Energie-Zeit-Korrelation der aus einer Einzelelektronenpumpe emittierten Elektronenwellenpakete [29, 210] zu berücksichtigen. Die Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Elektronenwellenpakete bereitet zudem die Grundlage für eine energetische, temporale und räumliche Abstimmung von Elektronenwellenpaketen, die für die Ausprägung von Interferenzeffekten in zukünftigen EQO-Experimenten zwingend erforderlich sein wird. Ein Zugang zu diesen Wellenpaket-Charakteristiken ist auch im Rahmen der in dieser Arbeit beschriebenen Capture&Detect-Methode möglich, indem die energieabhängige Transmission der die Insel formenden Barrieren ausgenutzt wird. Auf diesem Wege sind Projektionen des Wellenpaketes in Bezug zu Energie- und Zeitskala zugänglich [28, 81, 82, 175, 211], prinzipiell ist auch eine vollständige tomografische Rekonstruktion möglich, welche für SEP-emittierte Elektronenwellenpakete kürzlich von Fletcher *et al.* demonstriert werden konnte [29]. In diesem Abschnitt wird zunächst an G_{11} die Projektion des Elektronenwellenpaketes auf die Energieskala betrachtet. In den Abschnitten 6.6 und 6.7 werden die Projektionen an G_{12} betrachtet sowie aufbauend auf der dortigen Diskussion von η_{Einfang} Ansätze für deren Manipulation diskutiert. Projektionen von Elektronenwellenpaketen auf die Zeitskala werden anschließend in Abschnitt 6.8 untersucht.

Zur Aufnahme der energetischen Projektion wird dafür in gleicher Weise zu der in Kapitel 4.2 beschriebenen Methodik bei einer konstanten Emissionsenergie E_0 der Elektronenquelle die Höhe der Insel-Eingangsbarriere G_{11} variiert und so die Energieverteilung der einlaufenden Elektronen spektroskopiert. Die resultierende Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsverteilung, der auch die zuvor gezeigte Demonstration der Capture&Detect-Methode entstammt, ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

Der Capture&Detect-Betriebsmodus wird dabei erst für ausreichend negative Elektrodenspannungen V_{11} zugänglich, für welche die Barriere sicher definiert ist und so außer durch die SEP-emittierten ballistischen Elektronen keine Ladungstransfers mit den Zuleitungen auftreten. Demgegenüber ist für betrags-

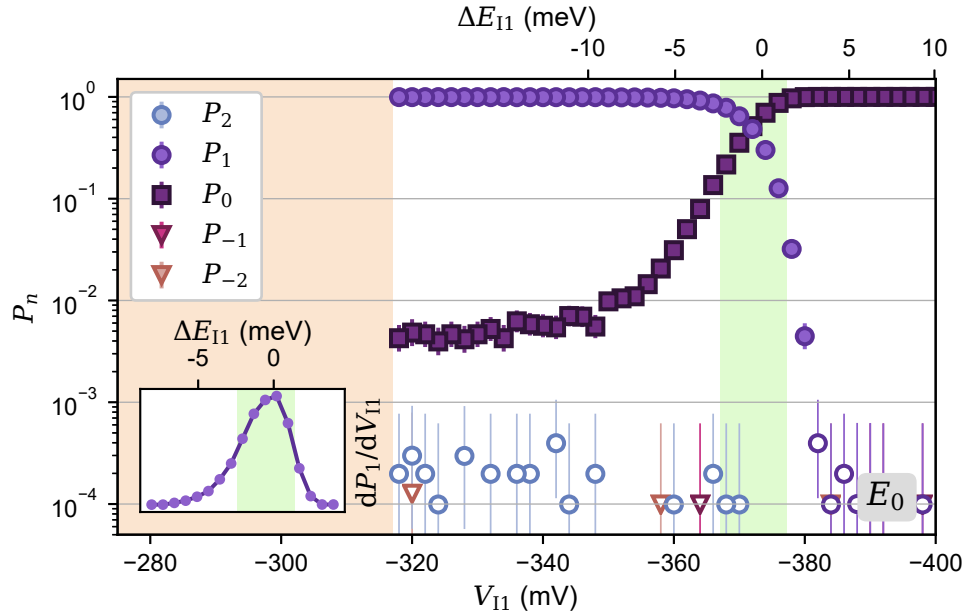


Abbildung 6.8: Energieabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung P_n des Einfangs ballistischer Elektronen mit Emissionsenergie E_0 in Abhängigkeit der nach rechts zunehmenden Barrierenhöhe von G_{11} , wobei $E_{12} > E_0$. Fehlerbalken repräsentieren statistische Unsicherheiten als Agresti-Coull Konfidenzintervalle (vgl. Kap. 5.3), ungefüllte Datenpunkte deuten unzureichende Stichprobe an ($N_n < 5$ bei typ. 10^4 Wiederholungen), orange Einfärbung markiert unzugänglichen Arbeitsbereich der Ladungsdetektion. Einschub zeigt Ableitung dP_1/dV_{11} , resultierende Abschätzung von δE ist grün hinterlegt. Relative Energieskala ΔE_{11} ist auf das bei E_0 emittierte Wellenpaket referenziert (Maximum im Inset).

mäßig kleine V_{11} die Barriere G_{11} nicht existent und damit die Detektorinsel nicht isoliert, sodass das Detektorsignal konstant bleibt (abgesehen vom Stromrauschen von I_{Det} ; Bereich in der Abbildung nicht dargestellt). Mit betragsmäßig zunehmendem V_{11} folgt zunächst ein Übergangsbereich (orange hinterlegt), in dem diese Barriere keine stabile Isolation der Detektorinsel sicherstellt, sodass das Detektorsignal nicht länger konstant ist, jedoch auch nicht vollständig dem in Kapitel 5 diskutierten Zusammenhang folgt. Dies entspricht in etwa dem Bereich von Abbildung 6.3a, in welchem bei Messung des kontinuierlichen Stromes über die Detektorinsel ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen dem Barrierengleichgewicht von G_{11} und G_{12} beobachtet wurde und selbiges noch bei $V_{11} \neq V_{12}$ lag. Eine Extraktion der Wahrscheinlichkeitsverteilung wird hier für $V_{11} \leq -318 \text{ mV}$ möglich, wobei der in Abschnitt 6.4 diskutierte Zustand mit hohem Anteil P_1 reproduziert wird. Die schwache Signatur von $P_2 > 0$ geht auf die verbleibende Fehlerrate der Einzelelektronenpumpe zurück.

Mit weiter steigender Barrierenhöhe folgt ein Übergang von $P_1 \approx 1$ zu $P_0 \approx 1$. Dessen Verlauf bildet die energetische Form des Elektronenwellenpaketes ab, die in der im Einschub in Abbildung 6.8 gezeigten Ableitung dP_1/dV_{11} erkennbar wird. Die darin auftretende Asymmetrie kann durch nicht-Gaußsches Emissionsverhalten der Einzelelektronenpumpe [29, 210], eine asymmetrische

Verformung durch Energieverluste sowie einen für die gegebene Strecke höchstwahrscheinlich vernachlässigbaren Dispersionsbeitrag [22] begründet sein. Auf Basis der in Kapitel 4 behandelten Messungen zur Transportuntersuchung kann eine relative Energieskala für die horizontale Achse dieses Diagramms extrahiert werden (siehe auch den folgenden Abschnitt), die auf der oberen Achse dargestellt ist. Daraus lässt sich in Form der Halbwertsbreite (FWHM) ein Maß δE für die energetische Breite des Wellenpaketes bestimmen, $\delta E^{E_0} \approx 3.8 \text{ meV}$, das in guter Übereinstimmung mit in anderen Experimenten ermittelten Werten liegt [25, 81, 167, 175, 211]. Tatsächlich liefert diese Methode eine Konvolution der energetischen Breite des Wellenpaketes mit der Energieauflösung der Barriere G_{I1} , deren Bestimmung selbst innerhalb des kürzlich demonstrierten Tomografieprotokolls [29] anspruchsvoll bleibt. Demzufolge beschreibt der Wert von δE eine obere Grenze für die tatsächliche energetische Ausdehnung des Wellenpaketes.

Von hoher Barriere G_{I1} aus betrachtet, pendelt sich P_0 im Anschluss an die Abbildung der Form des Wellenpaketes ($-385 \text{ mV} \leq V_{I1} \leq -360 \text{ mV}$) nicht auf einem konstanten Wert ein, sondern nimmt im Bereich $-360 \text{ mV} \leq V_{I1} \leq -320 \text{ mV}$ weiterhin kontinuierlich ab. Demnach erreichen vereinzelte Elektronen die Barriere G_{I1} bei Energien signifikant außerhalb der Halbwertsbreite δE . Eine potenzielle Ursache sind verbleibende, mit geringem Energieverlust einhergehende Streuprozesse im Wellenleiter, welche auch einen der bereits zuvor benannten Beiträge zur Asymmetrie der Form der Elektronenwellenpakete ausmachen würden.

6.5.1 Kalibration der Emissionsenergien

Die Emissionsenergie von Einzelelektronenpumpen kann, insbesondere auch beeinflusst durch die mikroskopische Geometrie der Elektroden, in einem breiten Bereich zwischen wenigen 10 bis zu oberhalb von 100 meV liegen [81, 83], sodass für die universelle Anwendbarkeit des Capture&Detect-Konzeptes dessen Unabhängigkeit gegenüber einer sich ändernden Emissionsenergie von elementarer Bedeutung ist, da diese sich wiederum unmittelbar auf die den Einfang bedingenden Streuquerschnitte auswirkt.

Die Kalibration der SEP-Arbeitspunkte erfolgt analog zu Kapitel 4.2 und Abschnitt 6.3 aufbauend auf der Messung der energieabhängigen Transmission mit stochastischer Elektronenquelle, welche in Form von V_{Bias} einen bekannten Energiemaßstab bereitstellt. Diese ist für G_{I1} inklusive der in den Single-Shot-Messungen hier und im Folgenden verwendeten SEP-Arbeitspunkte in Abbildung 6.9a dargestellt. Die Single-Shot-Messungen bei den Energien E_0 (Abb. 6.8), sowie den beiden im Folgenden betrachteten Emissionsenergien E_1 und E_2 (beide Abb. 6.10) werden über deren jeweilige Maxima in dP_1/dV_{I1} auf die (schwarz gestrichelte) Signatur der ballistischen Elektronen in der Kalibrationsmessung übertragen. Aus dem Vergleich der dadurch festgelegten Werte von V_{Bias} ergeben sich, jeweils relativ zu E_0 , $\Delta E_1 = e \left(V_{\text{Bias}}^{E_1} - V_{\text{Bias}}^{E_0} \right) \approx 19 \text{ meV}$ und $\Delta E_2 = e \left(V_{\text{Bias}}^{E_2} - V_{\text{Bias}}^{E_0} \right) \approx 52 \text{ meV}$. Aus der kontinuierlichen Auswertung

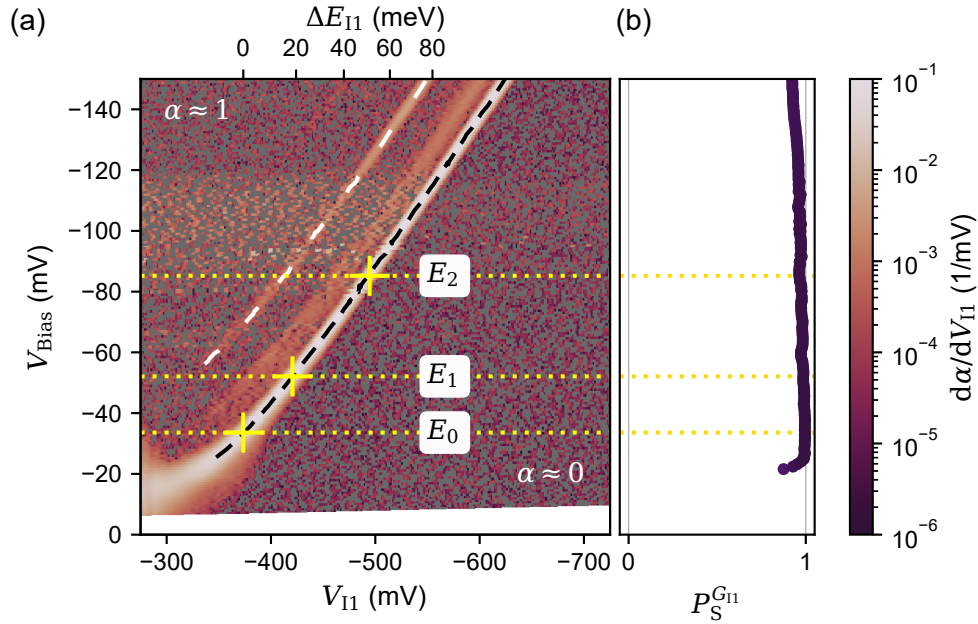


Abbildung 6.9: (a) Biasabhängige Ableitung $d\alpha/dV_{I1}$ des Transferkoeffizienten α an G_{I1} mit stochastischer Elektronenquelle. Datenpunkte mit $d\alpha/dV_{I1} < 0$ grau eingefärbt. Signatur der ballistisch bis G_{I1} propagierenden Elektronen ist schwarz gestrichelt dargestellt [zugehörige ballistische Überlebenswahrscheinlichkeit P_S in (b)], Signatur des ersten LO Phonons weiß. Positionen der SEP-Emissionsenergien E_0 , E_1 und E_2 durch horizontale Linien markiert.

dieser Signatur folgt zudem die Energiekalibration ΔE von G_{I1} , die bereits in Abbildung 6.8 enthalten ist und hier zudem auf der oberen Diagrammachse dargestellt ist.

In Abbildung 6.9b ist zu der in 6.9a gezeigten Messung zudem die extrahierte ballistische Überlebenswahrscheinlichkeit P_S dargestellt, welche für alle drei Emissionsenergien nahezu verlustfreien Transport durch den Wellenleiter anzeigt. Die weiß gestrichelte Linie in Abbildung 6.9a hebt die Signatur der LO-Phonon-Emission hervor. Deren Einfluss ist für den Transport durch den Wellenleiter hier vernachlässigbar gering, kann für die längere Strecke über die Ausdehnung der Detektorinsel jedoch einen nennenswerten Beitrag erreichen. Da die Wahrscheinlichkeit der LO-Phonon-Emission mit zunehmender Energie ansteigt (vgl. Kap. 2.5.3 und 4.3.2), ist dann auch von unterschiedlichen Einflüssen auf die ballistischen Überlebenswahrscheinlichkeiten bei den Emissionsenergien E_0 bis E_2 auszugehen.

Bereits in Kapitel 4 wurde die Schwierigkeit der exakten Bestimmung des Nullpunkts der Energieskala diskutiert, infolge derer der genaue Wert von E_0 hier nicht extrapoliert werden kann. Daraus resultiert, dass nicht festgestellt werden kann, ob die in der Nähe der Energie des LO Phonons liegende Emissionsenergie E_0 ($eV_{\text{Bias}}^{E_0} \approx \hbar\omega_{\text{LO}}$) für dessen Emission tatsächlich ausreichend ist und die Beziehung der Energieskala von G_{I1} relativ zum Leitungsbandminimum nicht bestimmt werden kann.

6.5.2 Energieabhängigkeit des Einfangs

Die Untersuchung der Capture&Detect-Funktionalität bei den Emissionsenergien E_1 und E_2 ist in Abbildung 6.10 in gleicher Weise dargestellt wie zuvor für E_0 in Abbildung 6.8. Die Zunahme der Emissionsenergien ist in Form der Verschiebung des Abblockens der Wellenpakete bei zunehmend negativen Werten von V_{11} sichtbar, deren energetische Kalibration (obere Achse) im vorigen Abschnitt hergeleitet wurde und allen diesen Abbildungen gemein ist.

Die energieabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung bei E_1 (Abb. 6.10a) reproduziert systematisch den Verlauf von E_0 , mit ähnlicher energetischer Ausdehnung $\delta E^{E_1} \approx 5$ meV und vergleichbar hoher Schaltungseffizienz $\eta_{\text{Schaltung}}^{E_1} \approx (0.992 \pm 0.001)$. Daraus resultiert, unverändert durch die Anhebung der Emissionsenergie, eine übereinstimmend hohe Streuwahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Einfang}}^{E_1} \approx \eta_{\text{Einfang}}^{E_0}$. Abweichend fällt jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen (P_1) für $E_{11} > E_1$ nicht auf Null ab, sondern levelt auf einem Niveau von $\approx 10^{-3}$ aus. Als Ursache für dieses Verhalten kommt die zur Erhöhung der Emissionsenergie angepasste, komplexe HF-Anregung in Frage, die durch das dynamische Signal mit geringer Wahrscheinlichkeit die Emission von Elektronen bei einer weiter über E_1 erhöhten Emissionsenergie auslösen könnte. Ein solcher Prozess kann nachweislich auch in der Signalgeneration des AWGs bedingt sein und sensitiv von der vorgegebenen Wellenform abhängen [175]. Eine zusätzliche Struktur ist im Limit geringer Barrierenhöhe G_{11} sichtbar, in dem in Form von $P_{n<0} > 0$ zusätzliche Anregungen in Erscheinung treten, die in Abschnitt 6.5.3 näher betrachtet werden.

Für E_2 wird die dynamische Anregung weiter verstärkt, was neben der zusätzlichen Energieerhöhung zu einer deutlichen Degradation der Quantisierung der Elektronenemission durch die SEP führt, die auch in der in Abbildung 6.10b ablesbaren Reduktion der Schaltungseffizienz auf $\eta_{\text{Schaltung}}^{E_2} \approx (0.904 \pm 0.003)$ resultiert. Gleichzeitig produziert die Einzelelektronenpumpe in diesem Betriebsmodus eine deutlich breitere Verteilung von Elektronenwellenpaketen, $\delta E^{E_2} \approx 11$ meV.

Der Nachweis, dass die deutliche Reduktion der Schaltungseffizienz nicht in einer Abnahme der Einfangwahrscheinlichkeit, das heißt von $\eta_{\text{Einfang}}^{E_2}$, begründet liegt, ist analog zu Abschnitt 6.2 durch Vergleich mit dem im kontinuierlichen Strom gemessenen Transferkoeffizienten der die Detektorinsel erreichenden Elektronen möglich. Abbildung 6.10c stellt diesen bei Energie E_2 in Abhängigkeit des SEP-Arbeitspunktes (V_{P2}) für den Bereich des $1ef_P$ -Plateaus dar (gefüllte Symbole). Zusätzlich ist auf einer separaten vertikalen Skala α für das Einsetzen des zum $2ef_P$ -Plateau beitragenden zweiten Elektrons abgebildet, welches aufgrund der geringeren Emissionsenergie des zweiten innerhalb eines Anregungszyklus emittierten Elektrons vom ersten unterscheidbar ist [81]. In dem Bereich, in dem nur ein einzelnes Elektron emittiert wird, bewegt sich $\alpha_{E_2} = \eta_{\text{SEP}}^{E_2} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}}^{E_2}$ im Bereich von ungefähr 0.92 bis 0.96, wobei die Lage des Single-Shot-SEP-Arbeitspunktes innerhalb dieses in kontinuierlicher Strommessung charakterisierten Intervalls nicht exakt bekannt ist. Damit kann eine potenzielle Diskrepanz zwischen $\eta_{\text{Schaltung}}^{E_2}$ und $\eta_{\text{SEP}}^{E_2} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}}^{E_2}$, welche

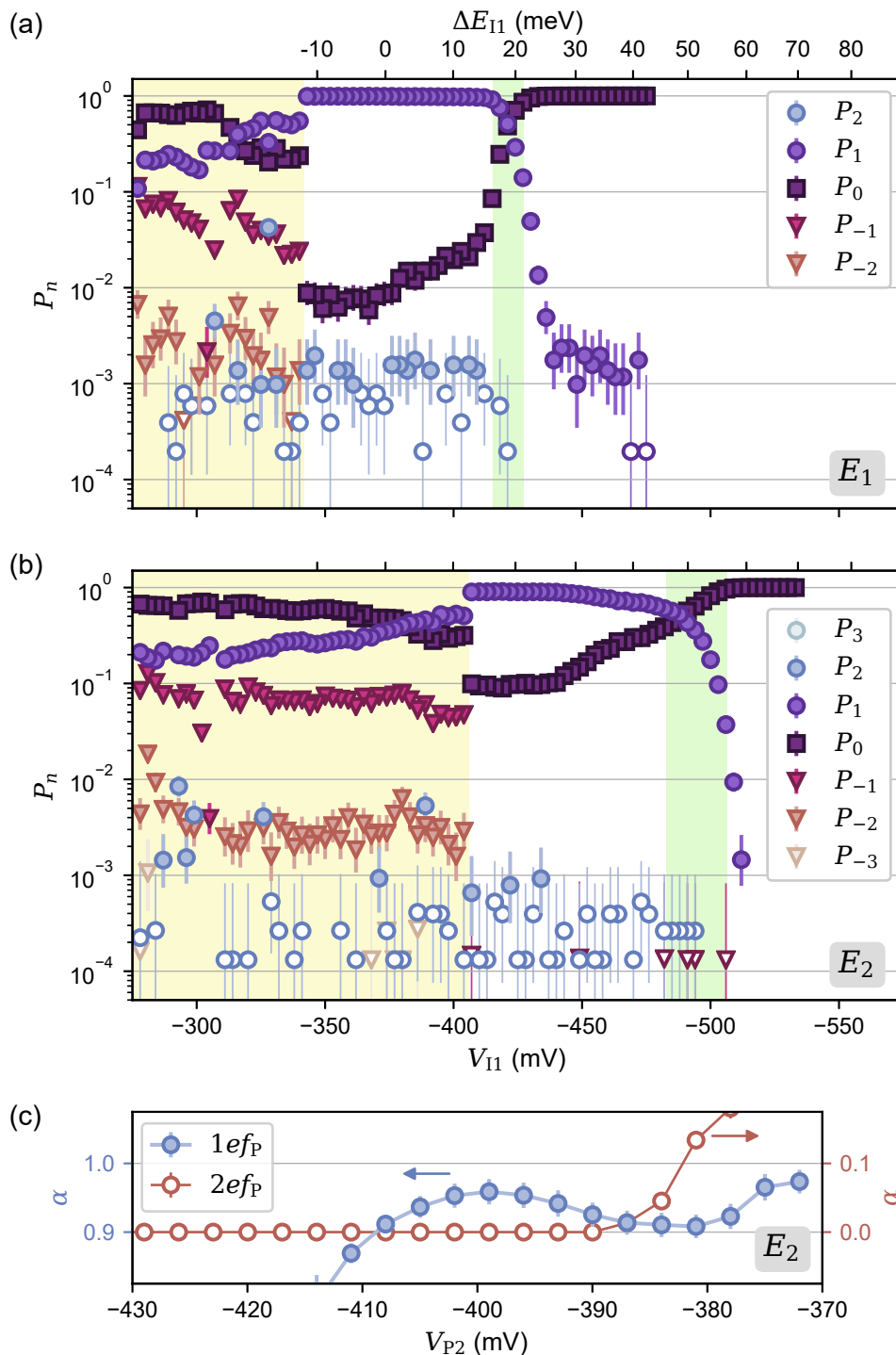


Abbildung 6.10: Capture&Detect an G_{I1} bei erhöhten Emissionsenergien (a) E_1 und (b) E_2 , wobei jeweils $E_{I2} > E_{1,2}$, dargestellt in identischen Koordinatensystemen. Energieerhöhung analog zu Abschnitt 6.3 durch Manipulation der SEP-Anregung. Transportregionen mit zusätzlichen Anregungen sind gelb hinterlegt, δE grün. (c) Charakterisierung von $\alpha_{E_2} = \eta_{SEP}^{E_2} \cdot \eta_{Wellenleiter}^{E_2}$ im Strom für Anteile von $1ef_P$ (linke Achse) und $2ef_P$ (rechte Achse) bei E_2 .

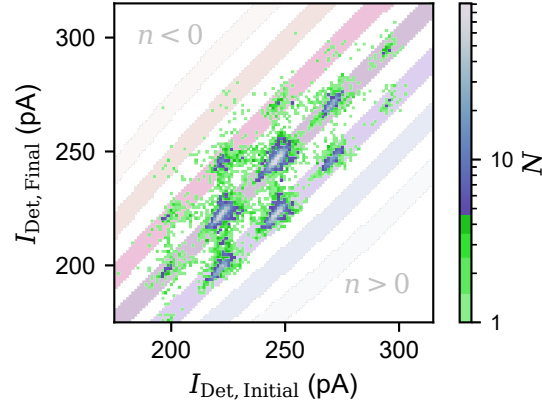


Abbildung 6.11: Beispielhaftes Histogramm aus dem Transportregime mit zusätzlichen Anregungsprozessen ($V_{II} = -368$ mV in Abb. 6.10b). Grüne Bildpunkte heben Regionen mit $0 < N < 5$ hervor.

eine Reduktion $\eta_{\text{Einfang}}^{E_2} < \eta_{\text{Einfang}}^{E_0}$ anzeigen würde, zwar nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden, würde jedoch allenfalls einzelne Prozentpunkte ausmachen.

Es gibt damit in der hier untersuchten 50 meV Spanne von Emissionsenergien keinen stichhaltigen Hinweis auf eine systematische Abnahme der kumulativen Streuwahrscheinlichkeit η_{Einfang} . Damit ist als fundamentale energieabhängige Einschränkung der Anwendbarkeit des Capture&Detect-Ansatzes als solchem bislang ausschließlich das niederenergetische Regime der starken Elektron-Elektron-Wechselwirkungen bekannt, in welchem $\eta_{\text{Wellenleiter}}$ limitierend ist.

6.5.3 Zusätzliche Anregungen

In den Messungen bei erhöhten Emissionsenergien E_1 und E_2 (Abbildung 6.10) treten gegenüber E_0 jeweils im Energiebereich signifikant unterhalb der zuvor extrahierten energetischen Projektionen δE der Elektronenwellenpakete Bereiche auffällig abweichender Zählstatistiken auf. Während die Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen auf der Detektorinsel (P_1) ausgehend von maximal angehobener Barriere im Zuge der Abbildung der einlaufenden Wellenpakete zunächst monoton ansteigt, nimmt sie in den in Abbildung 6.10 gelb hinterlegten Bereichen sprunghaft wieder ab. Im Gegenzug steigt P_0 und es erscheint gleichzeitig eine ausgeprägte, zuvor nicht nachweisbare Signatur negativer Ladungsbilanz, sodass $P_0 > P_{-1} > P_{-2} > 0$. Es wird also nicht nur kein zusätzliches Elektron nachgewiesen (P_0), was sich im einfachsten Fall mit dem ausbleibenden Einfang eines injizierten Elektrons erklären ließe, sondern die Anzahl der auf der Detektorinsel gespeicherten Elektronen wird teilweise sogar reduziert (P_{-1}, P_{-2}).

Abbildung 6.11 stellt für einen Arbeitspunkt in diesem Regime bei E_2 die Single-Shot-Rohdaten in Form des 2D-Histogramms dar. Im Vergleich zu den zuvor diskutierten 2D-Histogrammen sind die Cluster hier nicht klar voneinander getrennt, sondern in horizontaler und vertikaler Richtung miteinander

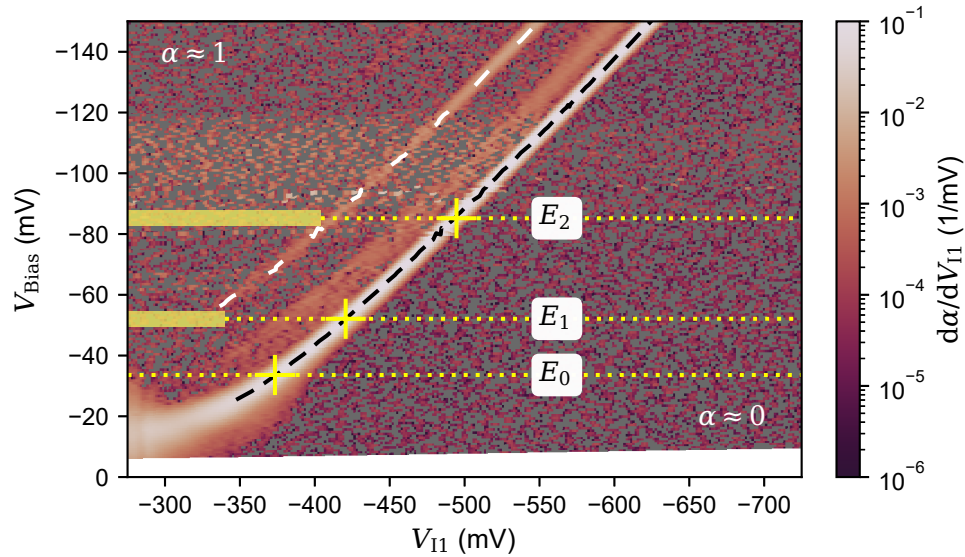


Abbildung 6.12: Biasabhängigkeit von $d\alpha/dV_{11}$, überlagert mit Positionen der SEP-Arbeitspunkte (gelb gepunktet) und den Signaturen ballistischer Elektronen (schwarz gestrichelt) sowie der ersten LO-Phonon-Emission (weiß gestrichelt). Gelb ausgefüllte Streifen markieren Bereiche mit Signatur der Anregungen.

verschmiert (Pixel mit $N < 5$ sind zur Hervorhebung dieses Effektes grün eingefärbt). Ein solcher Effekt kann auftreten, wenn die Ladung der Detektorinsel sich *während* der Auslesevorgänge des Ladungsdetektors ändert, das heißt im ersten und dritten Intervall des Single-Shot-Zyklus (vgl. Abb. 5.2). Eine horizontale (vertikale) Verschmierung bedeutet dabei eine Ladungsänderung innerhalb des initialen (finalen) Ausleseintervalls des Detektors, Änderungen finden hier demzufolge während beider Intervalle statt. Dieser Effekt reduziert die Güte der Histogramm-Auswertung und damit der extrahierten Wahrscheinlichkeitsverteilung, ist jedoch nicht ursächlich für die beobachtete negative Ladungsbilanz.

Wird die Elektronenemission unterdrückt – durch Deaktivierung der HF-Anregung an G_{P1} und/oder G_{P2} , oder durch Verschiebung des DC-Arbeitspunktes von G_{P2} jenseits des $1ef_P$ -Plateaus – wird jeweils unmittelbar $P_{n<0} = 0$ wiederhergestellt (Messungen nicht abgebildet). Dies zeigt, dass die negative Ladungsbilanz eindeutig auf aus der Einzelelektronenpumpe emittierte Elektronen zurückzuführen ist und eine Überkopplung der HF-Anregung auf die inselformenden Barrieren als Ursache ausgeschlossen werden kann. Die negative Ladungsbilanz stellt demnach kein Artefakt der Messung dar und ist auch nicht durch eine Modulation der Elektronenquelle, des Wellenleiters oder des Ladungsdetektors zu begründen, sondern beschreibt eine tatsächliche Reduktion der Zahl auf der Insel gespeicherter Elektronen.

Zur weiteren Untersuchung der negativen Ladungsbilanz werden die Bereiche der Beobachtung selbiger in Abhängigkeit der Emissionsenergie betrachtet. Hierfür reproduziert Abbildung 6.12 die zuvor für die Kalibration der Emissionsenergien verwendete 2D-Transmissionscharakteristik an G_{11} (Abb. 6.9a).

Zusätzlich sind streifenförmig diejenigen Bereiche hervorgehoben, in denen in Abbildung 6.10 $n < 0$ auftritt. Im Vergleich zwischen den Messungen bei E_0 und E_2 liegt die Abbildung des Wellenpaketes bei E_0 (Kreuz, wobei $\sum_{n<0} P_n = 0$) vollständig innerhalb des Arbeitsbereiches von V_{11} , in dem bei E_2 die Wahrscheinlichkeiten $P_{n<0} > 0$ beobachtet werden. Dies zeigt, dass der Verlust von Elektronen nicht auf eine durch verbleibende Barrierentransparenz infolge geringer Höhe von G_{11} bedingte Austrittswahrscheinlichkeit thermalisierter Elektronen aus der Detektorinsel bedingt sein kann, da die Ladungsreduktion dann unter Berücksichtigung von Abbildung 6.10b im vollständigen in Abbildung 6.8 sichtbaren Ausschnitt zu beobachten sein müsste.

Ein Erklärungsansatz des Verlustes von Elektronen von der Detektorinsel besteht im Abbau der Überschussenergie der SEP-emittierten, hochenergetischen Elektronen. Geben diese bei Streuung Energie ab, die auf kalte, initial auf der Insel gespeicherte Elektronen übertragen wird, können letztere infolge der Anregung eine der inselbegrenzenden Barrieren überwinden und so die Detektorinsel verlassen. Ein vergleichbarer Effekt der Anregung kalter durch heiße Elektronen wurde bereits als Folge von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in verschiedenen Strukturen beobachtet [174, 212–214], wobei die Anregungsmechanismen zwischen einer thermoelektrischen Anregung [212] und dem elektronischen Analogon des Venturi-Effektes [213] unterschieden werden. Durch das in derartigen Strukturen beobachtete Auftreten von $\alpha > 1$ ist darauf aufbauend eine Anwendung als Stromverstärker denkbar [213, 215, 216].

Die mit steigender Emissionsenergie zunehmende Ausdehnung in V_{11} , die anhand von Abbildung 6.12 sichtbar wird, bedeutet, dass das ursprünglich thermalisierte Elektron nach Anregung eine zunehmend höhere Potentialbarriere überwinden kann – das heißt, dass umso mehr Energie vom heißen auf das kalte Elektron übertragen wird, je höher die Energie des SEP-emittierten Elektrons ist. Dies ist konsistent zu der mit steigender Emissionsenergie bei Wechselwirkungen übertragbaren Energie, die im Arbeitspunkt E_0 offensichtlich nicht für eine Anregung von Elektronen über G_{11} ausreicht. Eine Aufheizung von Elektronen durch den Ladungsdetektor [217, 218] ist hier nicht als bestimmende Ursache der Anregungen anzunehmen, da die übertragbare Energie (und damit die überwindbare Barriere) in einem solchen Fall nur vom Detektorstrom abhängen würde, nicht jedoch von der Emissionsenergie der Elektronen.

Die konkreten Ladungsänderungen auf der Detektorinsel stellen einen weiteren Anhaltspunkt für den Prozess der Anregung dar und werden nun näher betrachtet. Für diese Diskussion wird basierend auf dem hohen Wert von $\eta_{\text{Wellenleiter}}$ der Einfachheit halber angenommen, dass alle emittierten Elektronen die Detektorinsel erreichen. Die Beobachtung $n = 0$ bedeutet, dass keine Ladungsänderung nachgewiesen wird. Bei Injektion eines einzelnen Elektrons kann dabei nicht unterschieden werden, ob das SEP-emittierte Elektron nach einem Umlauf um die Detektorinsel selbige wieder verlassen hat, oder ob es nach Energieverlust auf der Insel verbleibt während ein zuvor thermalisiertes Elektron angeregt wird und der Detektorinsel entkommt. Für $n = -1$ wird zwangsläufig ein zuvor thermalisiertes Elektron aus der Detektorinsel angeregt. Zusätzlich muss entweder das anregende Elektron nach Umlauf der Insel

trotz erfolgter Anregung eines kalten Elektrons genügend Energie zur erneuten Transmission über G_{11} beibehalten haben, oder auf der Insel eingefangen werden und ein zweites kaltes Elektron anregen. Die Anregung zweier kalter Elektronen durch ein heißes würde dabei entweder mehrere separate Stöße oder einen Mehrteilchen-Stoßprozess erfordern. Die Beobachtung von $n = -2$ erfordert dann analog die Anregung (mindestens) zweier thermalisierter Elektronen. Diese stellt damit jedoch nicht unbedingt einen Nachweis des Auftretens von mehreren oder Mehrteilchen-Stößen dar, da in den Messungen in Abbildung 6.10 auch jenseits des Anregungsregimes eine geringe Wahrscheinlichkeit der Emission zweier Elektronen durch die Einzelelektronenpumpe nachgewiesen wird. Damit ist auch ein Prozess möglich, in dem aus der Quelle zwei heiße Elektronen emittiert werden, welche nach Anregung jeweils eines kalten Elektrons aus der Detektorinsel selbige wieder verlassen.

Um perspektivisch ein tiefgreifenderes Verständnis des Mechanismus der Energieübertragung zu entwickeln, könnte insbesondere die konkrete Relation zwischen Emissionsenergie und durch das angeregte Elektron maximal überwindbarer Barriere aufschlussreich sein. Hierfür wären über einen größeren Energiebereich durchstimmbare Einzelelektronenpumpen wünschenswert, alternativ könnten mit erheblichem Mehraufwand durch Manipulation des SEP-Antriebs weitere Arbeitspunkte definiert werden. Unabhängig vom Verständnis des mikroskopischen Prozesses demonstriert die Auflösbarkeit dieser Anregungen anschaulich die Stärke der Single-Shot-Methodik, welche hier, anders als es in Strom- und Rauschmessungen möglich wäre, die vollständige Zählstatistik mit fünf Wahrscheinlichkeiten $P_n > 0$ für $-2 \leq n \leq 2$ abbilden kann.

6.6 EINFANGWAHRSCHEINLICHKEIT

Der zuvor demonstrierte Einfang der ballistischen Elektronen geht auf die Streuung der Elektronen innerhalb der Detektorinsel zurück. Im Single-Shot-Modus kann die diesen quantifizierende Streuwahrscheinlichkeit η_{Einfang} näher untersucht werden, indem die Energieverteilung nun an der Insel-Ausgangsbarriere G_{12} statt an G_{11} untersucht wird. Somit kann dann der Transport entlang der ätz-definierten Kante des 2DEGs innerhalb der Detektorinsel (η_{Einfang}) zum eingangs diskutierten verlustarmen Transport im Wellenleiter ($1 - \eta_{\text{Wellenleiter}}$) in Beziehung gesetzt werden. Für Emissionsenergie E_0 ist diese Messung in Abbildung 6.13a dargestellt, wobei die Transmission eines Elektrons über G_{12} in $n = 0$ resultiert, abweichend von der zuvor diskutierten Transmission über G_{11} (dort folgte bei Transmission $n = 1$). Der Capture&Detect-Modus ist zugänglich für $V_{12} \leq -290$ mV, beginnend mit dem höchsten in dieser Messung aufgelösten Wert der Transmissionswahrscheinlichkeit, $P_{T,\text{max}} = P_{0,\text{max}} / (\eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \cdot \eta_{\text{Detektion}}) \approx 0.51$. Unmittelbar mit der Formung der Detektorinsel geht eine Abnahme von P_0 bis auf das Niveau von $P_0 \approx 1 - \eta_{\text{Schaltung}}^{E_0}$ einher, welche die Energieverteilung der an G_{12} transmittierten Elektronen abbildet.

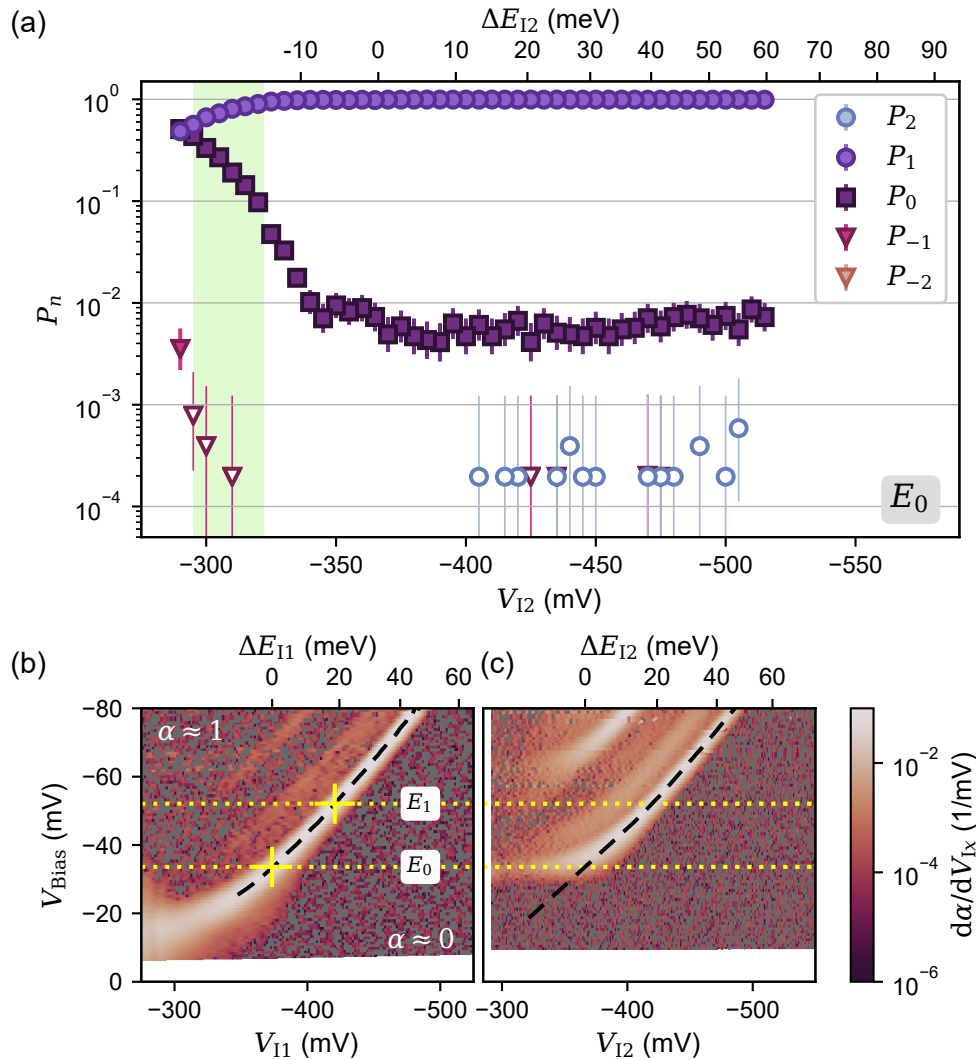


Abbildung 6.13: (a) Wahrscheinlichkeitsverteilung als Funktion der Höhe der Ausgangsbarriere der Detektorinsel (G_{I2}) bei Emissionsenergie E_0 und $V_{I1} = -334$ mV (vgl. Abb. 6.8). Sichtbare höherenergetische Hälfte der Halbwertsbreite δE grün hinterlegt. (b),(c) Transfer der Energieskala von G_{I1} (b) auf G_{I2} (c). (b) reproduziert Abb. 6.9a: gepunktete Linien markieren Werte von $V_{Bias}^{E_i}$, gestrichelte Linie Signatur ballistischer Elektronen. (c) Analoge Messung an G_{I2} mit $V_{Bias}^{E_i}$ übertragen aus (b) (gepunktet) und extrapolierte Signatur ballistischer Elektronen (gestrichelt).

Die Abbildungen 6.13b und 6.13c zeigen als gepunktete Linien die Übertragung der zuvor diskutierten, an G_{11} kalibrierten Emissionsenergien (Abb. 6.13b) auf G_{12} (Abb. 6.13c) im Betrieb mit der stochastischen Elektronenquelle. Demzufolge liegt E_0 – wie bereits in Abschnitt 6.3 gezeigt – für die isolierte Betrachtung an Barriere G_{12} gerade im Übergangsbereich von infolge starker Elektron-Elektron-Streuung vollständig unterdrückter zu einsetzender Transmission an G_{12} . Analog zu G_{11} wird aus der Signatur der Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen eine relative Energieskala ΔE_{12} für G_{12} abgeleitet (gestrichelt; auch in Abb. 6.13a gezeigt). Hier wird die Signatur in die Bereiche von $P_S = 0$ extrapoliert, in denen transportbedingt keine Elektronen zur Kalibration der Barriere zur Verfügung stehen. Der Nullpunkt von ΔE_{12} ist daran wiederum in Übereinstimmung zu E_0 festgelegt. Bedingt durch die unvollständige Abbildung des Wellenpaketes in Abbildung 6.13a ist die Breite δE dessen energetischer Projektion hier nicht zugänglich.

Mit der auf Abbildung 6.8 abgestimmten relativen Energiekalibration in Abbildung 6.13a wäre die Transmission von Elektronen über die Detektorinsel, das hieße für eine schrittweise Absenkung von G_{12} die Abnahme von $P_1 \approx 1 \rightarrow P_1 \ll 1$, dort im einfachsten Fall um $\Delta E_{12} = 0$ meV zu erwarten (entsprechend der Emissionsenergie E_0). Diese ist hier jedoch nicht zu beobachten, sondern erst bei signifikant geringeren Energien $\Delta E_{12} < 0$ meV. Dies deutet darauf hin, dass heiße Elektronen die Detektorinsel nur in Verbindung mit einem Energieverlust wieder verlassen können – zeigt also eine Streuung der Elektronen an. Als weiteres diesbezügliches Indiz ist die nur anteilige Transmission mit $P_{T,\max} \ll 1$ zu betrachten, in deren Folge nur etwa die Hälfte der Elektronen eine minimal hohe Barriere G_{12} überwinden kann und keine Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen an G_{12} nachweisbar ist ($P_S^{E_0} \approx 0$). Somit kann für die daraus zu berechnende charakteristische Streulänge $\lambda_{\text{Insel}}^{E_0}$ lediglich eine obere Grenze berechnet werden, die auf dem Anteil von Elektronen basiert, der trotz Streuung genug Energie für die Überquerung von G_{12} behält ($P_{T,\max}$). Der resultierende Wert, $\lambda_{\text{Insel}}^{E_0} \ll 6 \mu\text{m}$, liegt dabei um deutlich jenseits einer Größenordnung unterhalb des in Abwesenheit nachweisbarer Energieverluste bestimmten Vergleichswertes $\lambda_{\text{Wellenleiter}}$ im benachbarten Wellenleiter (Abschnitt 6.2). Als Ursachen der hohen kombinierten Streuwahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Einfang}} (\approx 1)$ im eindeutigen Kontrast zu $1 - \eta_{\text{Wellenleiter}} (\approx 0)$ ergeben sich die unterschiedlichen Randpotentiale zwischen dem ätz-definierten Rand der Detektorinsel und dem durch G_M modulierten Rand des Wellenleiters (vgl. Kap. 4.5), wobei hier insbesondere auch die Lage des Arbeitspunktes E_0 im Grenzbereich des Regimes starker Elektron-Elektron-Streuung zu berücksichtigen ist (vgl. Kap. 4.3.1). Zusätzlich ist ein Einfluss des Ladungsdetektors anzunehmen (siehe unten).

Abbildung 6.14 stellt die gleichartige Messung für Emissionsenergie E_1 dar. Zunächst sei auf eine zusätzliche Gemeinsamkeit der Messungen bei E_0 und E_1 hingewiesen, die in Form schwacher Signaturen einer negativen Ladungsbilanz besteht. Diese treten in Form von $P_{-1} > 0$ jeweils unmittelbar am niederenergetischen Ende des Capture&Detect-Arbeitsbereiches auf, sind jedoch anders als in Abschnitt 6.5.3 bereits bei E_0 sichtbar. Diese zeigt erneut eine Anregung von

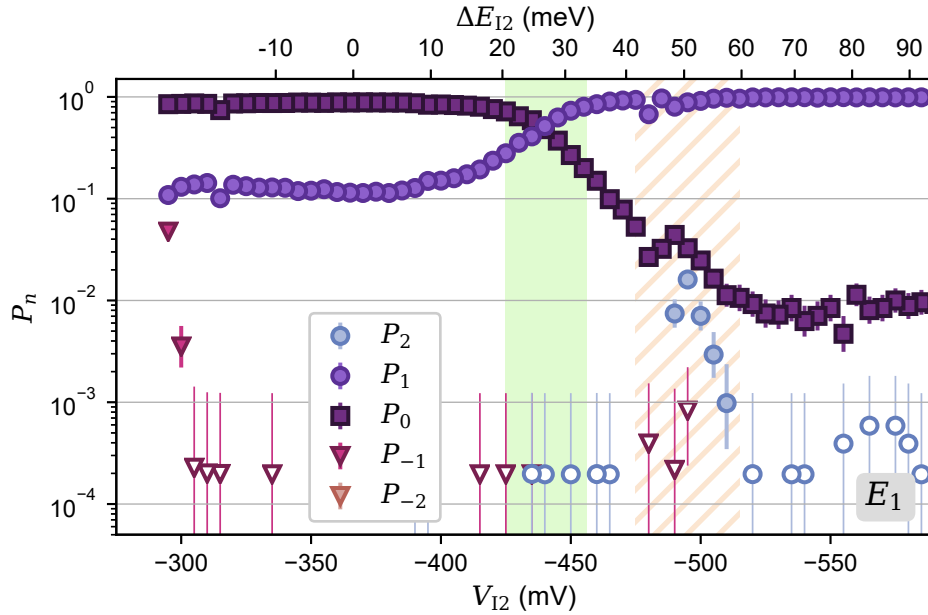


Abbildung 6.14: Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit von G_{12} bei E_1 und $V_{11} = -370$ mV, dargestellt in identischem Koordinatensystem wie Abb. 6.13a. δE grün eingefärbt, orangefarbene Schraffur markiert Bereich mit ungünstigem Detektor-Arbeitspunkt, der durch fehlerhafte Zuordnung von Ereignissen die Wahrscheinlichkeitsverteilung verfälscht und so auch die ausgeprägte Signatur von $P_2 > 0$ hervorruft.

Elektronen aus der Detektorinsel, entsprechend dem elektronischen Analogons des Venturi-Effektes [213, 214], wobei die angeregten Elektronen über G_{12} von der Insel entkommen.

Bei E_1 zeigt die Messung, abweichend von E_0 , im niedrigen Energiebereich zunächst ein ausgedehntes Plateau mit einer mittleren Transmissionswahrscheinlichkeit von $P_T \approx 0.87$. Erst versetzt erfolgt die Abbildung der Elektronenwellenpakete in Verbindung mit dem Übergang auf das Niveau von $P_0 \approx 1 - \eta_{\text{Schaltung}}^{E_1}$. Auffällig ist, dass die Position des Wellenpaketes auf der Energieskala hier um wenige meV höher liegt als an G_{11} (vgl. Abb. 6.10a). Dies deutet auf einen geringen Fehler in der Energiekalibration hin, wobei zu berücksichtigen ist, dass die Kalibration an isolierten Barrieren vorgenommen wird, während im Capture&Detect beide Barrieren gleichzeitig geformt sind. In dem orange schraffierten Bereich von Abbildung 6.14 erfolgt zudem die Stabilisierung des Ladungsdetektors in einem Arbeitspunkt mit geringer Sensitivität. In dessen Folge kommt es zu fehlerhaften Klassifizierungen, die auch für das dortige Auftreten von $P_2 \approx 10^{-2}$ verantwortlich sind.

Der Vergleich der Position des Übergangs in V_{12} zu Abbildung 6.13c zeigt, dass es sich hierbei um Elektronen handelt, welche nach Transport über die Detektorinsel noch in etwa bei ihrer Emissionsenergie nachgewiesen werden, also eindeutig kein LO Phonon emittiert haben (geringe Energieverluste durch LA-Phonon-Emission oder Elektron-Elektron-Wechselwirkungen können aufgrund der Unsicherheit der Energieskala nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden). Aus Abbildung 6.13c ergibt sich darüber hinaus, dass der Arbeits-

punkt E_1 zumindest für die Strecke bis G_{12} deutlich jenseits des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen liegt. Unter Berücksichtigung einer Längenabhängigkeit dieses Effektes (vgl. Kap. 4.3.1) ist für den Fall eines Umlaufs um die Detektorinsel ($E_{12} > E_1$) die Existenz eines Beitrags dieses Regimes aber trotzdem nicht auszuschließen, sodass über eine Änderung des Beitrags zu η_{Einfang} keine fundierte Aussage getroffen werden kann.

Aus $P_S^{E_1} = P_T \approx 0.87$ folgt hier $\lambda_{\text{Insel}}^{E_1} \approx 30 \mu\text{m}$. Im Vergleich zu der Länge des Bogens um die Detektorinsel, $l_{\text{Bogen}} \approx 9.4 \mu\text{m}$, folgt abweichend vom Arbeitspunkt E_0 damit $\lambda_{\text{Insel}}^{E_1} > l_{\text{Bogen}}$. Für den Fall von $E_{12} > E_1$ wäre somit nach Reflexion der Elektronenwellenpakete an G_{12} eine substantielle ballistische Überlebenswahrscheinlichkeit von Elektronen für eine zweite Überquerung von G_{11} nach einem Bogen um drei Seiten der Inselkontur zu erwarten. Als Anzeichen einer solchen Überlebenswahrscheinlichkeit könnte die bei E_1 und E_2 mit Absenkung von G_{11} beobachtete Zunahme von P_0 betrachtet werden, welche allerdings nur in Kombination mit zusätzlichen Anregungen ($P_{n \leq -1}$) beobachtet wird. Da im Zusammenhang mit der dafür erforderlichen Streuung nicht erwiesen ist, dass tatsächlich das SEP-emittierte Elektron die Detektorinsel wieder verlässt (Abschnitt 6.5.3), bleibt unklar, ob die Zunahme von P_0 tatsächlich eine Überlebenswahrscheinlichkeit für die Umrundung der Detektorinsel ausdrückt. Für G_{11} knapp oberhalb des Anregungsregimes wird in Abbildung 6.8 der verschwindend geringe, eine solche Austrittswahrscheinlichkeit beschreibende Wert von $P_0 / (\eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \cdot \eta_{\text{Detektion}}) = 1 - \eta_{\text{Einfang}} (\approx 0)$ beobachtet, der sogar eine weitere Reduktion der Streulänge implizieren würde. Diese müsste dann dahingehend interpretiert werden, dass weitere Mechanismen zu den hohen kumulativen Streuraten η_{Einfang} beitragen, welche über die zwischen Wellenleiter und Detektorinsel unterschiedlichen Randpotentiale hinausgehen, wobei η_{Einfang} allerdings prinzipbedingt keine Unterscheidung individueller Streuprozesse erlaubt.

Ein solcher Streuprozess ist die bereits angedeutete Rückkopplung des kontinuierlich stromdurchflossenen Ladungsdetektors auf den Ladungsträgertransport innerhalb der Detektorinsel [190, 217, 218]. Die Abklärung dieses Effektes erfordert, den Detektor vergleichsweise nur innerhalb der Ausleseintervalle zu aktivieren und den Stromfluss während des Transportintervalls (vgl. Kap. 5.2) zu unterdrücken. Zur Vermeidung der Veränderung des Detektorarbeitspunktes sollte hierfür idealerweise eine zusätzliche, räumlich vom Detektor-Quantenpunkt getrennte Barriere verwendet werden, die in der hier verwendeten Probe jedoch nicht zur Verfügung steht. Eine Rückkopplung wurde andernorts [179] analog auch in umgekehrter Richtung von ballistischen Elektronen auf einen Ladungsdetektor nachgewiesen, spielt durch den getakteten Ablauf des Single-Shot-Modus hier jedoch keine Rolle.

Darüber hinaus ergeben sich aus der Isolation der Detektorinsel Beiträge zur Streuwahrscheinlichkeit beim Transport über dieselbe. Es existiert zum Beispiel ein Einfluss des Potentials der isolierten Detektorinsel, welcher bereits in den Untersuchungen mit der konstant betriebenen Einzelelektronenpumpe in Abschnitt 6.3 sichtbar wurde, wobei die dortigen Beobachtungen auf die Besetzung der Detektorinsel durch gestreute Elektronen zurückgeführt wurden.

Im Gegensatz dazu ist im Single-Shot-Modus jedoch zu beachten, dass die mit der Anhebung der Barrieren G_{I1} und G_{I2} oberhalb der thermischen Besetzung der Zuleitungen gelegenen (und durch $E_{I1}, E_{I2} \gg E_F$ von selbigen entkoppelten) Zustände innerhalb der Detektorinsel durch den Reset am Ende eines jeden Zyklus zum Zeitpunkt der Elektronenemission unbesetzt sein werden. Insofern sind gegenüber Abschnitt 6.3 vergleichsweise geringere Auswirkungen des Inselpotentials zu erwarten.

Als Ursache für eine Änderung des Transportverhaltens bei Isolation der Detektorinsel sind zudem Kreisbahn-Anregungen vorstellbar, wie sie zum Beispiel in Ref. [134] beobachtet wurden. Mit dem Umfang $l_{\text{Umfang}} \approx 10.4 \mu\text{m}$ der Detektorinsel und einer auf Basis vergleichbarer Literaturwerte [24, 82] abgeschätzten Ausbreitungsgeschwindigkeit $v \approx 5 \times 10^4 \text{ m s}^{-1}$ ergäbe sich hier eine Anregungsenergie von $E_{\text{Anregung}} = \hbar\omega = \hbar v / l_{\text{Umfang}} \approx 20 \mu\text{eV} \ll E_0$.

6.7 MANIPULATION DES STREUVERHALTENS

Nach der Betrachtung des Einfang-Mechanismus soll nun untersucht werden, inwieweit sich der Transport im Bereich der Detektorinsel – und damit auch die Einfangwahrscheinlichkeit η_{Einfang} – manipulieren lässt, ohne dass hier aufgrund technischer Limitationen analog dem Wellenleiter eine aufliegende Modulationselektrode zur Verfügung steht. Kontrollierte Manipulationsverfahren könnten zukünftig unter anderem eine weitergehende Untersuchung und ggf. sogar Unterscheidung der individuellen, zu den hohen η_{Einfang} beitragenden Wechselwirkungsmechanismen ermöglichen. Darüber hinaus können solche Verfahren für Schaltungen mit materialbedingt reduzierten Streuraten zur Sicherstellung der Einfangfähigkeit im Capture&Detect-Betrieb bedeutsam werden. Untersucht werden im Folgenden zwei Methoden: eine analog zu Kapitel 4.5.2 erfolgende laterale Manipulation (Abschnitt 6.7.1) sowie eine Manipulation der Besetzung der Detektorinsel (Abschnitt 6.7.2).

6.7.1 Einfluss einer lateralen Elektrode

Für eine laterale Manipulation wird seitlich der Detektorinsel eine zusätzliche, räumlich von der Insel getrennte Elektrode G_L platziert. Das Funktionsprinzip wurde bereits in Kapitel 4.5.2 für eine als Mesastruktur ausgelegte Elektrode beschrieben, wobei abhängig von der Emissionsenergie eine Modulation der aus dem kontinuierlichen Strom bestimmten Überlebenswahrscheinlichkeit ballistischer Elektronen P_S in der Größenordnung einzelner zehn Prozentpunkte nachgewiesen wurde. Um diese Funktionalität in der hier verwendeten Probenstruktur zu erreichen, das heißt ohne eine weitere Elektrode zu ergänzen, muss die vorhandene Mesastruktur gleichzeitig als Modulationselektrode *und* als Ladungsdetektor betrieben werden.

Mithilfe einer speziell entwickelten Verstärkerschaltung ist es möglich, durch eine Spannung V_L das Potential der Detektor-Mesa relativ zum Massepotential der restlichen Einzelelektronenschaltung zu verschieben, während zusätzlich ein Source-Drain-Bias zum Betrieb des Detektor-Quantenpunktes angelegt wer-

den kann. Wegen der hohen Verstärkungsfaktoren der beiden darin für die Source- und Drain-Kontakte verwendeten Stromverstärker ist bei Verwendung dieses Ansatzes große Sorgfalt auf eine Minimierung der aufgespannten Leiter-schleife zu legen, da die Verstärker anderenfalls durch Eintrag von Rauschsignalen schnell voll ausgesteuert werden können. Erste Messungen zeigen, dass auch diese Schaltung zur Ladungsdetektion geeignet ist und die Single-Shot-Messmethode bei Anhebung des Potentials der Detektor-Mesa um mehrere hundert meV erfolgreich betrieben werden kann.

Die Herausforderung besteht darin, dass die laterale Elektrode neben der angestrebten Beeinflussung von η_{Einfang} auch die Arbeitspunkte von Elektronenquelle und Inselbarrieren verschieben kann, wobei sich jeder dieser Einflüsse auf das Ergebnis der Single-Shot-Messung auswirkt. Eine beobachtete Veränderung der Wahrscheinlichkeit P_1 (nicht gezeigt) kann für den schmalen SEP-zugänglichen Energiebereich und den hier ohnehin hohen Wert von η_{Einfang} bislang nicht eindeutig einer der möglichen Ursachen zugeordnet werden. Die Verwendung einer lateralen Elektrode bleibt auf Basis der Beobachtungen in Kapitel 4.5.2 jedoch für andere Single-Shot-Schaltungen interessant.

6.7.2 Abhängigkeit von der Besetzung der Detektorinsel

Der Einfluss der Besetzung der Detektorinsel auf den Transport von Elektronen wurde in Abschnitt 6.3 bereits im kontinuierlichen SEP-Betrieb diskutiert. Durch den im Single-Shot-Modus regelmäßig stattfindenden Reset spielt die dort beschriebene Aufladung der Insel durch gestreute heiße Elektronen hier jedoch keine Rolle. Stattdessen wird durch eine Spannung V_{Drain} das Drain-Potential verschoben, welches nach dem Reset so den Ladungszustand der Detektorinsel bestimmt. Dabei bedeuten $V_{\text{Drain}} < 0$ mV eine Aufladung um eine Ladung $\Delta Q = me$ einer unbekannt Anzahl $m \in \mathbb{N}$ von Elektronen und $V_{\text{Drain}} > 0$ mV eine Entladung um $\Delta Q = -me$. Aufbauend darauf sollte sich eine der Beschreibung in Abschnitt 6.3 entsprechende Wirkung auf den Transport über die Insel propagierender Elektronen entwickeln.

Die in diesem Abschnitt diskutierten Messungen basieren auf einem SEP-Arbeitspunkt, dessen Emissionsenergie E_B energetisch geringfügig oberhalb von E_0 einzuordnen ist. Die Schaltungseffizienz in diesem Arbeitspunkt beträgt $\eta_{\text{Schaltung}}^{E_B} \approx 0.99$. Die Barriere G_{I1} ist auf knapp unterhalb der Emissionsenergie der Elektronen eingestellt, sodass im Wellenleiter gestreute Elektronen möglichst herausgefiltert werden, während G_{I2} so weit angehoben ist, dass Elektronen im Normalzustand ($V_{\text{Drain}} = 0$ mV) gerade nicht transmittiert und somit eingefangen werden können (vgl. Abb. 6.17). Die V_{Drain} -induzierte Verzerrung der Potentiallandschaft koppelt stark auf den Detektor-Quantenpunkt über, ein schädlicher Einfluss auf die Ladungsdetektion lässt sich durch dessen Nachjustierung jedoch vermeiden.

Abbildung 6.15 zeigt hier die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Elektronen-Nachweises auf der Detektorinsel in Abhängigkeit von V_{Drain} . Zur Vermeidung exzessiven Stromflusses darf eV_{Drain} die Höhe der Inselbarrieren nicht überschreiten, sodass der zugängliche Arbeitsbereich in Richtung negativer V_{Drain}

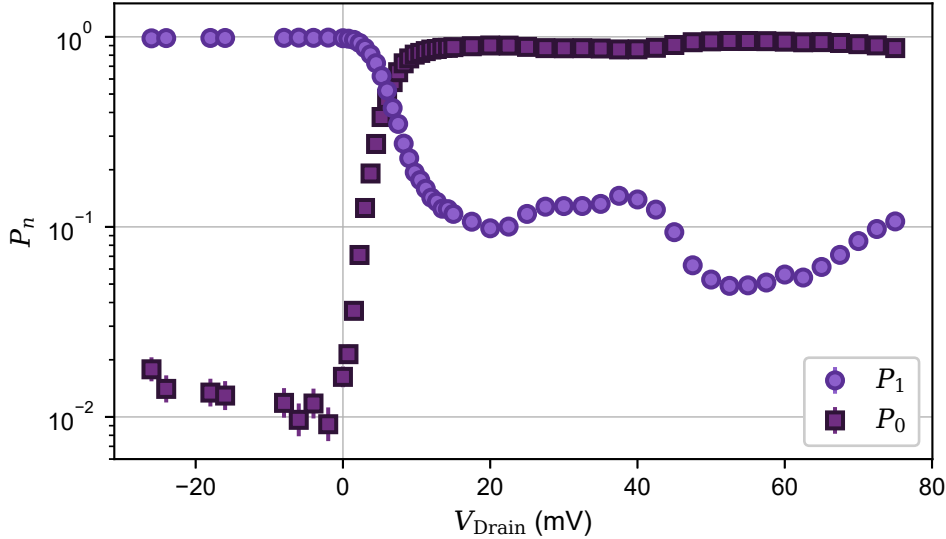


Abbildung 6.15: Abhängigkeit des Elektroneneinfangs auf der Detektorinsel von einer an Drain angelegten Spannung V_{Drain} bei SEP-Arbeitspunkt E_B . Die variierende Schrittweite ist eine Folge der Zusammensetzung dieses Datensatzes aus mehreren individuellen Messungen.

dabei limitiert ist. Für den zugänglichen Bereich von $V_{\text{Drain}} \leq 0$ mV ist die hier beobachtete Nachweiswahrscheinlichkeit P_1 unabhängig von V_{Drain} und entspricht in etwa $\eta_{\text{Schaltung}}^{E_B}$. Für den bereits bei $V_{\text{Drain}} = 0$ mV näherungsweise 1 entsprechenden Wert ist damit keine weitere Erhöhung von η_{Einfang} durch Aufladung der Detektorinsel mit zusätzlichen Elektronen zu beobachten.

Demgegenüber steht für $0 \text{ mV} < V_{\text{Drain}} \leq 15$ mV eine deutlich Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit auf $P_1 \approx 10^{-1}$. Für diese Reduktion kommen neben der angestrebten Manipulation der Streuwahrscheinlichkeit auch Kopplungen der durch V_{Drain} ausgelösten Ladungsänderung ΔQ mit den elektrostatischen Barrieren der Einzelelektronenpumpe und der Detektorinsel infrage, die im Folgenden in Abhängigkeit von V_{Drain} untersucht werden.

Für die Untersuchung des Einflusses auf die Elektronenquelle wird selbige zunächst kontinuierlich angetrieben, während G_{I1} unverändert bleibt und G_{I2} vollständig geöffnet ist. Ähnlich Abschnitt 6.3 werden die an G_{I1} transmittierten und reflektierten Ströme I_T und I_R aufgenommen, hier in Abhängigkeit von V_{Drain} und der Steuerspannung der SEP-Ausgangsbarriere G_{P2} . Das Resultat einer solchen Messung ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Der in Abbildung 6.16a gezeigte SEP-Strom ($I_T + I_R$) zeigt in V_{P2} -Richtung in allen Fällen übereinstimmend die quantisierte Kennlinienform mit $1ef_P$ - und $2ef_P$ -Plateaus. Als Einfluss von V_{Drain} zeigt sich eine lineare Verschiebung der Stufenübergänge (hervorgehoben durch gestrichelte und gepunktete Linien). Demzufolge bewirkt ein positiver Bias eine messbare Reduktion der Barrierenhöhe von G_{P2} , die durch stärker negative V_{P2} ausgeglichen werden kann. Infolge der räumlichen Trennung von Elektronenquelle und angelegtem Bias durch das dazwischen liegende, geerdete Wellenleiter-Segment ist das Ausmaß dieser Kopplung begrenzt. Demnach geht die abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit in der

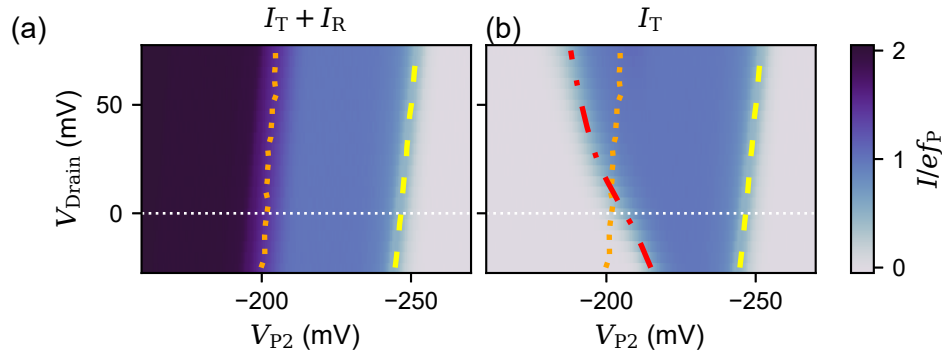


Abbildung 6.16: Im Strom gemessene Biasabhängigkeit der SEP-Charakteristik, I_T und I_R aufgenommen mit G_{I1} gegenüber Abb. 6.15 unverändert und G_{I2} vollständig geöffnet. (a) erzeugter Strom $(I_T + I_R) / ef_P$, (b) Transferkoeffizient an G_{I1} , $\alpha = I_T / (I_T + I_R)$. Zusätzliche Linien zur Hervorhebung charakteristischer Übergänge werden im Text diskutiert.

Single-Shot-Messung nicht auf eine modulierte Emissionswahrscheinlichkeit, das heißt eine grundsätzliche Reduktion von η_{SEP} , zurück.

Abbildung 6.16b zeigt aus derselben Messung in Form des Transferkoeffizienten lediglich den an G_{I1} transmittierten Stromanteil. In einem großen Teil der in Abb. 6.16a sichtbaren Elektronenemission seitens der Einzelelektronenpumpe ergibt sich $\alpha \approx 1$, folglich wird auch keine allgemeine Reduktion von $\eta_{Wellenleiter}$ induziert. Die Abwesenheit einer $2ef_P$ -Signatur ($\alpha > 1$) wird durch die geringere Emissionsenergie des zweiten Elektrons aus der Einzelelektronenpumpe bedingt [81], welches hier grundsätzlich an G_{I1} reflektiert wird. Markant ist in dieser Abbildung, dass das Abklingen der Transmission in Richtung sinkender Emissionsenergie (strichpunktiert) nicht der Kontur des $1ef_P$ -Plateaus folgt: Statt dem aus Abb. 6.16a übertragenen Übergang $1ef_P \rightarrow 2ef_P$ folgend (gepunktet) parallel zum Übergang $0 \rightarrow 1ef_P$ (gestrichelt) zu verlaufen, weist die Kontur eine entgegengesetzte Abhängigkeit von V_{Drain} auf. Die Beobachtung, dass mit bei negativer werdendem V_{Drain} zunehmendem ΔQ die Transmission der bei niedrigeren Emissionsenergien (positiveren V_{P2}) emittierten Elektronen abnimmt, deutet dann auf eine Erhöhung der Barriere G_{I1} hin und ist somit konsistent zu der Beobachtung in Abschnitt 6.3. Übertragen auf den Capture&Detect-Modus käme eine vergleichbare Absenkung von G_{I2} durch positive V_{Drain} als eine mögliche Ursache der beobachteten Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit infrage.

Für die Beurteilung der Kopplung von V_{Drain} auf die inselbegrenzenden Barrieren sind in Abbildung 6.17 die Wahrscheinlichkeitsverteilungen in Abhängigkeit beider Barrieren dargestellt, jeweils für $V_{Drain} = 0$ mV (Linien) und $V_{Drain} = 15$ mV (Punkte). Die Messungen mit $V_{Drain} = 0$ mV reproduzieren dabei für den SEP-Arbeitspunkt E_B die bereits in den Abschnitten 6.5 und 6.6 diskutierten Zusammenhänge: An G_{I1} (Abb. 6.17a) werden für $V_{Drain} = 0$ mV bei stark negativen V_{I1} die Elektronenwellenpakete an der oberhalb von E_B liegenden Barriere G_{I1} in den Seitenabgriff reflektiert und folglich nicht auf der Detektorinsel nachgewiesen. Eine Transmission auf die Detektorinsel wird

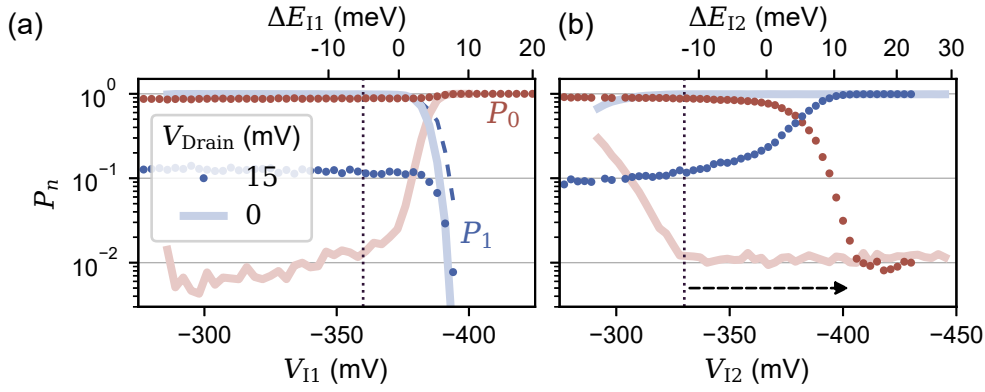


Abbildung 6.17: Vergleich der energieabhängigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen an (a) G_{I1} und (b) G_{I2} mit $V_{\text{Drain}} = 0$ mV (Linien) und 15 mV (Punkte). Energiekalibration aus Abschnitten 6.5 und 6.6 übernommen. Senkrechte Linien markieren die Arbeitspunkte der Barrieren in den übrigen in diesem Abschnitt gezeigten Messungen, SEP-Arbeitspunkt wie in Abb. 6.15. Für gestrichelte Linie in (a) ist das Maximum von P_1 ($V_{\text{Drain}} = 15$ mV) auf 1 normiert.

erst für $V_{I1} > -400$ mV möglich. Die Energiekalibration zeigt im Vergleich zu Abbildung 6.8, dass die Emissionsenergie E_B um wenige meV oberhalb der Energie E_0 der vorausgegangenen Abschnitte liegt. Für $V_{\text{Drain}} = 15$ mV ergibt sich ein dieser Systematik entsprechendes Bild, mit dem quantitativen Unterschied, dass die maximale Detektionswahrscheinlichkeit $P_1 \approx 10^{-1}$ beträgt [gegenüber $P_1(V_{\text{Drain}} = 0 \text{ mV}) \approx \eta_{\text{Schaltung}}^{E_B} \gg 10^{-1}$]. Wie zuvor anhand von Abbildung 6.16b gezeigt wurde, geht dies nicht auf eine ausbleibende Transmission an G_{I1} zurück, sondern muss durch wieder austretende Elektronen begründet sein. Das Abblocken der einlaufenden Elektronen erfolgt für beide Bias-Spannungen bei ähnlichen Werten von V_{I1} . Zur besseren Vergleichbarkeit ist gestrichelt die auf den maximalen Wert von $P_1(V_{\text{Drain}} = 0 \text{ mV})$ normierte Kurve von $P_1(V_{\text{Drain}} = 15 \text{ mV})$ eingezeichnet. Anhand dieser kann eine Absenkung der effektiven Barrierenhöhe von G_{I1} durch die Biasspannung festgestellt werden, die einer Änderung von $\Delta V_{I1} \approx 5$ mV entspricht. Zur Quantifizierung der Kopplung von V_{Drain} auf die inselformenden Barriere wird das Verhältnis $\beta_i = |\Delta V_i / \Delta V_{\text{Drain}}|$ der Spannungsänderung herangezogen, für G_{I1} ergibt sich hier $\beta_{I1} \approx 1/3$. Es sei angemerkt, dass bereits in Abschnitt 6.3 beobachtet wurde, dass die Beeinflussung der Barriere nichtlinear mit ΔQ skaliert (vgl. stichpunktartige Linie in Abb. 6.3a), sodass eine Abhängigkeit von β_i von V_{Drain} zu erwarten ist. Der durch die gepunktete vertikale Linie markierte Arbeitspunkt von G_{I1} , welcher auch der biasabhängigen Messung in Abbildung 6.15 zugrunde liegt, befindet sich für beide Werte von V_{Drain} innerhalb des für einlaufende Elektronenwellenpakete transparenten Transportfensters.

In Abbildung 6.17b liegt G_{I2} bei $V_{\text{Drain}} = 0$ mV für $V_{I2} \lesssim -330$ mV energetisch oberhalb der ankommenden Elektronen, sodass deren Transmission unterdrückt wird. Infolge der hohen Streuung in der Detektorinsel werden die Elektronen eingefangen, resultierend in $P_1 \approx \eta_{\text{Schaltung}}^{E_B}$ (vgl. Abschnitt 6.6).

Auch bei $V_{\text{Drain}} = 15 \text{ mV}$ wird der Zustand $P_1 \approx \eta_{\text{Schaltung}}^{E_B}$ erreicht, allerdings erst für eine um $\Delta V_{12} \approx 70 \text{ mV}$ stärker negative Spannung $V_{12} \lesssim -400 \text{ mV}$ (Pfeil). Angenommen, dass dies nicht auf eine Reduktion von η_{Einfang} beim Transport innerhalb der Detektorinsel zurückgehen würde, sondern auf eine induzierte Absenkung von G_{12} , würde dies eine ungleich stärkere Kopplung von $\beta_{12} \approx 5 \gg \beta_{11}$ implizieren. Während jedoch das Inselpotential für beide inselformenden Barrieren identisch ist, unterscheiden sich die Potentiale außerhalb der Insel (Massepotential an G_{11} , V_{Drain} an G_{12}), sodass verschiedene Potentialverläufe über den beiden Barrieren und damit auch β_i zu erwarten sind.

Um einen neben der Verzerrung der Barrieren existierenden Einfluss auf den elektronischen Transport über die Detektorinsel zu charakterisieren, ist eine Unterscheidung der beiden Beiträge erforderlich. Eine solche könnte durch zusätzliche Modulation von V_{12} möglich werden, da diese die Verzerrung von G_{12} ausgleichen kann ohne zugleich Einfluss auf den Transport über die Insel zu nehmen. In Abbildung 6.18 sind hierfür die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für eine Vielzahl von Kombinationen aus V_{Drain} und V_{12} in Abhängigkeit des Arbeitspunktes der Einzelelektronenpumpe (V_{P2}) dargestellt, wobei mit stärker negativ werdenden V_{P2} deren Emissionsenergie steigt. Die Abbildungen 6.18a bis 6.18d sind jeweils mit einem festen Wert von V_{Drain} aus dem Bereich $0 \text{ mV} \leq V_{\text{Drain}} \leq 15 \text{ mV}$ für eine Vielzahl statischer Barrierenarbeitspunkte von G_{12} aus derjenigen Spanne von $-400 \text{ mV} \leq V_{12} \leq -320 \text{ mV}$ aufgenommen, innerhalb derer in Abbildung 6.17b die biasabhängige Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit beobachtet wird.

Als Referenz ist in Abbildung 6.18a der Zustand für $V_{\text{Drain}} = 0 \text{ mV}$ dargestellt. Hier tritt für alle Werte von V_{12} ein ausgeprägtes Plateau von $P_1 \approx \eta_{\text{Schaltung}}^{E_B}$ auf, das durch die SEP-Charakteristik begrenzt ist und dessen Position mit V_{12} geringfügig in horizontaler Richtung verschoben wird, bedingt durch eine schwach ausgeprägte Überkopplung von V_{12} auf G_{P2} . Der Verlauf ist dabei im Wesentlichen unabhängig von der Emissionsenergie der Einzelelektronenpumpe. Einzig für $V_{12} = -320 \text{ mV}$ fällt die Plateaubreite etwas geringer aus, bedingt durch die einsetzende Transmission der höherenergetischen Elektronen an G_{12} (vgl. Abb. 6.17b).

Für positive V_{Drain} (Abbildungen 6.18b bis 6.18d) verstärkt sich dieser Effekt erheblich. Es tritt mit zunehmendem V_{Drain} und abnehmender Höhe von G_{12} eine markante, sukzessive Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit P_1 auf, die für die höherenergetischen SEP-Arbeitspunkte stärker ausfällt als für die niederenergetischen. Unter der Annahme der Kompensierbarkeit einer V_{Drain} -induzierten Reduktion von G_{12} durch Nachstellung von V_{12} sind in den Abbildungen 6.18e bis 6.18g ausgewählte Kurvenpaare aus 6.18b bis 6.18d in direkten Gegenüberstellungen gezeigt. Diese Paare zeigen hohe Übereinstimmungen bei variablen $V_{\text{Drain}}-V_{12}$ -Konstellationen. Die auf Basis dessen berechneten Kopplungsverhältnisse β_{12} sind in den Grafiken ebenfalls angegeben. Demzufolge skaliert β_{12} stark nichtlinear mit V_{12} , wobei der Maximalwert von $\beta_{12} \approx 7.3$ in Abbildung 6.18g den zuvor auf Basis von Abbildung 6.17b berechneten Wert von $\beta_{12} \approx 5$ sogar noch überschreitet. Eine Reduktion der Nachweiswahrschein-

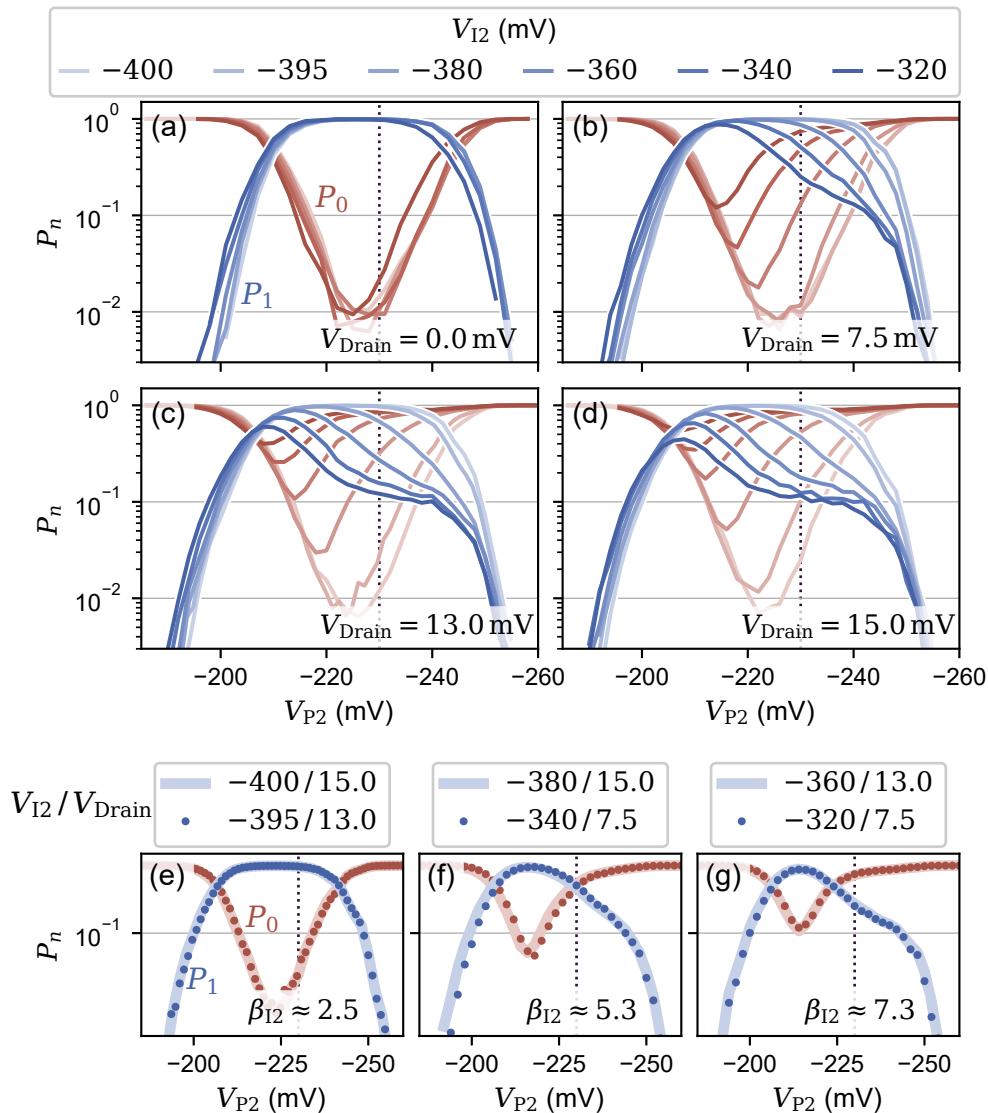


Abbildung 6.18: (a)-(d) Wahrscheinlichkeitsverteilung des Nachweises von Elektronen auf der Detektorinsel für sechs verschiedene DC-Arbeitspunkte von G_{I2} (geringere Barrierenhöhen dunkler dargestellt, siehe Legende) und verschiedene Werte des an Drain anliegenden Potentials: (a) $V_{\text{Drain}} = 0 \text{ mV}$, (b) 7.5 mV , (c) 13 mV und (d) 15 mV . (e)-(g) Überlagerung ausgewählter Kurven aus (a)-(d). Jeweils ein Datensatz ist in Linien- und einer in Punktform dargestellt, Zuordnung zu V_{I2} und V_{Drain} siehe Legenden. Werte von $\beta_{I2} = |\Delta V_{I2} / \Delta V_{\text{Drain}}|$ gelten für die jeweiligen Kurvenpaare. Die Emissionsenergie steigt in Richtung stärker negativer V_{P2} . Senkrechte Linien markieren den Arbeitspunkt von Abb. 6.15, wobei dort $V_{I2} = -330 \text{ mV}$.

lichkeit infolge der Verzerrung der Ausgangsbarriere der Detektorinsel durch das Drain-seitige Bias-Potential erscheint insofern schlüssig.

Das Maximum der beobachteten Transmissionswahrscheinlichkeit an G_{I2} liegt in Abbildung 6.18 innerhalb des $1ef_F$ -Plateaus der Elektronenemission bei $V_{\text{Drain}} > 0$ mV in der Größenordnung von $P_{0,\text{max}} \approx 0.9$. Dieser Wert stimmt gut mit der in Abschnitt 6.6 bei Emissionsenergie E_1 beobachteten Transmission jenseits des Regimes der starken Elektron-Elektron-Wechselwirkungen überein (für die hier verwendete Emissionsenergie E_B gilt im Vergleich zu den vorigen SEP-Arbeitspunkten E_0 und E_1 , dass $E_0 < E_B < E_1$, wobei $E_1 - E_B > E_B - E_0$). Dieser Wert ist auch im niederenergetischen Limit von Abbildung 6.17b zu beobachten und steht bei $V_{\text{Drain}} = 0$ mV einer maximalen Transmission von $P_{0,\text{max}} \approx 0.3$ gegenüber. Diese V_{Drain} -Abhängigkeit von $P_{0,\text{max}}$ in Abbildung 6.17b stellt ein Indiz dafür dar, dass die Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit hier nicht ausschließlich durch Verzerrung der inselformenden Barrieren bewirkt wird, sondern zumindest anteilig auch durch eine Beeinflussung der Streuwahrscheinlichkeit η_{Einfang} durch das V_{Drain} -modulierte Potential der Detektorinsel.

Da der SEP-Arbeitspunkt E_B nur knapp oberhalb des Regimes starker Elektron-Elektron-Wechselwirkungen liegt, könnte zukünftig eine Betrachtung dieses Regimes von V_{Drain} für einen SEP-Arbeitspunkt mit höherer Emissionsenergie aufschlussreich sein, für den der Einfluss dieses Wechselwirkungsmechanismus dann entsprechend reduziert sein sollte. Eine umgekehrt aus den Beobachtungen in Abschnitt 6.3 abzuleitende Erhöhung von η_{Einfang} durch Erhöhung der Besetzung der Detektorinsel wird hier nicht aufgelöst, wahrscheinlich wegen der bereits intrinsisch stark ausgeprägten Streuung. Damit wird eine erneute Untersuchung dieses Manipulationsmodus insbesondere in einem System mit intrinsisch geringerer Streuwahrscheinlichkeit η_{Einfang} interessant, in dem eine eindeutige Feststellung zu einer solchen Wirkung möglich werden sollte.

6.8 TEMPORALE TOMOGRAFIE VON WELLENPAKETEN

Nach der bereits erfolgten Betrachtung der energetischen Projektionen der Elektronenwellenpakete und der darauf aufbauenden Diskussion von η_{Einfang} werden nun die zeitaufgelösten Projektionen charakterisiert. Dafür wird im *Transport*-Segment des Single-Shot-Zyklus (vgl. Abb. 5.2) relativ zum SEP-Antrieb (G_{P1}) auch eine der inselformenden Barrieren dynamisch ausgelenkt, wodurch die Verteilung der Ankunftszeiten an dieser Barriere abgebildet werden kann [81, 117, 175].

6.8.1 Einlaufende Wellenpakete

Für die Charakterisierung der auf die Detektorinsel einlaufenden Elektronenwellenpakete wird dabei G_{I1} gemäß dem Schema in Abbildung 6.19a moduliert. G_{I1} ist so eingestellt, dass die Transmission von Elektronen standardmäßig zugelassen wird (*transparent*). Ein zusätzlicher Rechteckpuls hebt die Barriere

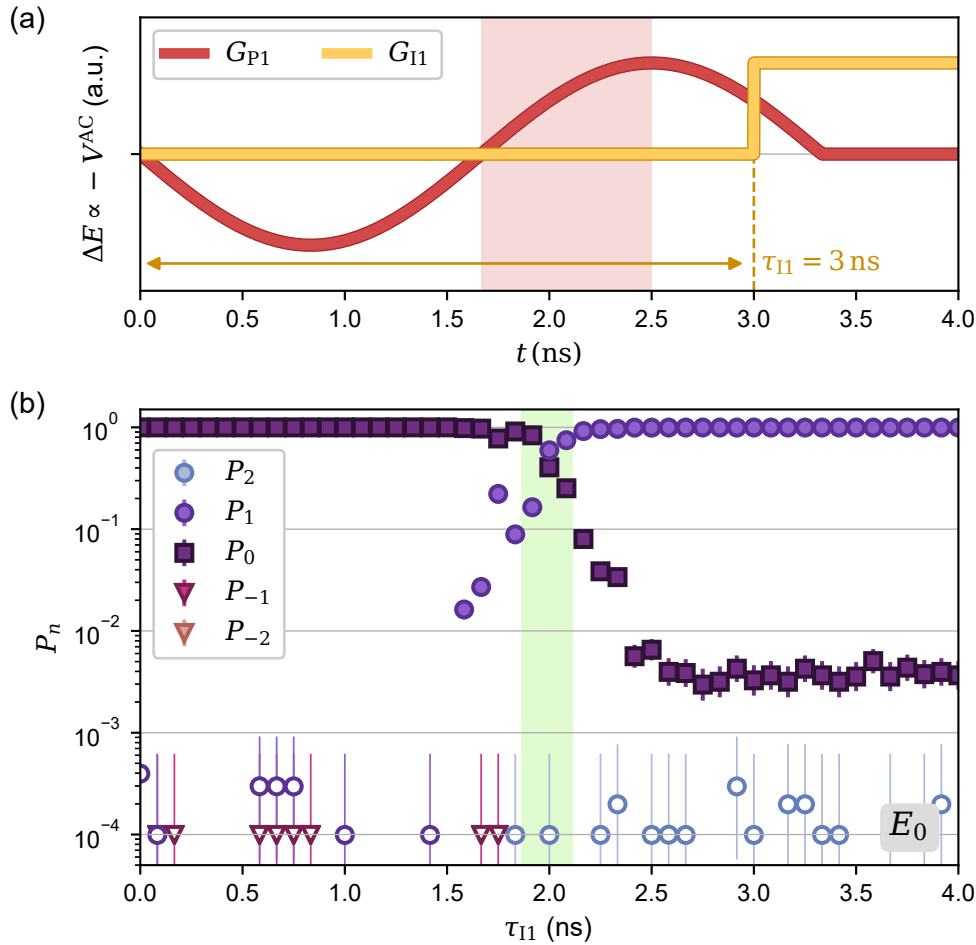


Abbildung 6.19: (a) Schema der HF-Anregung von G_{P1} und G_{I1} für die zeitaufgelöste Charakterisierung (G_{P2} und G_{I2} ohne HF-Anregung). τ_{I1} beschreibt Beginn des Rechteckpulses an G_{I1} , Einfärbung markiert Emissionsintervall der Einzelelektronenpumpe. (b) Zeitaufgelöste Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit von τ_{I1} bei Emissionsenergie E_0 , wobei die im Normalzustand transparente Barriere G_{I1} ($V_{I1}^{DC} = -320$ mV, vgl. Abb. 6.8) temporär angehoben wird.

zu einem Zeitpunkt τ_{I1} temporär an und unterdrückt so vorübergehend die Transmission (*intransparent*). Da der Zeitpunkt der Elektronenemission [121], t_{Auswurf} , hier nicht bekannt ist, ist τ_{I1} auf den Beginn der SEP-Anregung referenziert (der Zeitraum, innerhalb dessen die Emission erfolgt, ist in der Abbildung farblich hinterlegt). Die Pulslänge von $t_{\text{Puls}} = 5$ ns übersteigt die auf Basis einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von $v > 10^4$ m s $^{-1}$ erwartete Zeitskala des Elektronentransportes, $t_{\text{Transport}}$, innerhalb derer ein emittiertes Elektron die Detektorinsel erreichen und potenziell nach einem Bogen um die Insel auch wieder verlassen kann. Nach dem Abschluss des Pulses und der Wiederherstellung des transparenten Zustandes von G_{I1} findet demnach, unabhängig von τ_{I1} , kein Transport mehr statt. Aufbauend darauf lassen sich in einem intuitiven Modell drei unterschiedliche Regime erwarten:

- (i) Für $\tau_{I1} \rightarrow 0$ ns erfolgt die Anhebung von G_{I1} vor der Elektronenemission, sodass G_{I1} zu jedem Zeitpunkt des Elektronentransportes intransparent ist und in der Folge $P_1^{(i)} = 0$.
- (ii) In einem mittleren Intervall $t_{\text{Auswurf}} < \tau_{I1} < t_{\text{Transport}}$ ist G_{I1} transparent für ein aus Richtung der SEP kommendes Elektron, wird jedoch angehoben, bevor das Elektron nach einem Bogen um die Detektorinsel erneut an G_{I1} angelangt, sodass es kein zweites Mal transmittiert werden kann. $P_1^{(ii)} = \eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \cdot \eta_{\text{Detektion}}$ wird durch den Anteil der die Insel erreichenden und erfolgreich nachgewiesenen Elektronen definiert. Streuprozesse innerhalb der Detektorinsel spielen in diesem Szenario nur insofern eine Rolle, als dass der Energieabbau auf der Zeitskala von t_{Puls} sichergestellt sein muss.
- (iii) Für $\tau_{I1} > t_{\text{Transport}}$ erfolgt die Anhebung erst nach Abschluss des Elektronentransportes, sodass Elektronen die Detektorinsel nach bogenförmigem Umlauf derselben prinzipiell wieder verlassen können. Das Ergebnis sollte mit demjenigen ohne HF-Anregung übereinstimmen, es gilt $P_1^{(iii)} = \eta_{\text{Schaltung}} = P_1^{(ii)} \cdot \eta_{\text{Einfang}}$. In Abhängigkeit der Streuung auf der Insel ergeben sich die Grenzen $P_{1,\text{min}}^{(iii)} = 0$ im Limit nicht-existenter Streuung (alle einlaufenden Elektronen verlassen die Insel wieder) und $P_{1,\text{max}}^{(iii)} = P_1^{(ii)}$ im Limit vollständiger Streuung (alle einlaufenden Elektronen werden gefangen).

Das Ergebnis einer solchen Messung bei Emissionsenergie E_0 ist in Abbildung 6.19b dargestellt. Es zeigt mit $P_1(\tau_{I1} = 0 \text{ ns}) \approx 0$ und $P_1(\tau_{I1} = 4 \text{ ns}) \approx \eta_{\text{Schaltung}} \lesssim 1$ gute Übereinstimmungen mit den Erwartungen für die beiden Extremwerte von τ_{I1} [Bereiche (i) und (iii)]. Mit der innerhalb der vorigen Abschnitte gewonnenen Erkenntnis, dass zumindest für einen Teil der Elektronen beim Transport über die Detektorinsel eine Streuung zu erwarten ist, die zu einem Einfang innerhalb der Insel führt, wäre durch die zusätzliche Laufzeit für den Umlauf um die Detektorinsel eine Verzögerung der Signatur die Insel verlassender Elektronen zu erwarten, sodass in Abbildung 6.19b ein zweistufiger Übergang zu erwarten wäre. Im Gegensatz erfolgt der Übergang jedoch in einem einzelnen Schritt. Es existiert damit keine Signatur von die Insel wieder verlassenden Elektronen [Bereich (ii)], in Übereinstimmung mit der bereits zuvor diskutierten, sehr hohen Streuwahrscheinlichkeit η_{Einfang} (vgl. Abschnitt 6.6), welche das Verlassen der Detektorinsel nach einem Bogen um ihre Kontur bis unterhalb der experimentellen Nachweisgrenze unterdrückt.

Der streubedingt vollständige Einfang der Elektronen lässt den Schluss zu, dass der Übergang $P_1 \approx 0 \rightarrow P_1 \approx 1$ ausschließlich durch auf die Insel *einlaufende* Elektronen definiert ist, die Verteilung der Ankunftszeiten an G_{I1} also nicht durch Anteile *auslaufender* Elektronen überlagert ist. Die Halbwertsbreite $\delta t \approx 250$ ps der Verteilung stellt dann eine obere Grenze für die zeitliche Wellenpaket-Ausdehnung dar, begrenzt durch die zusätzlich enthaltene Auflö-

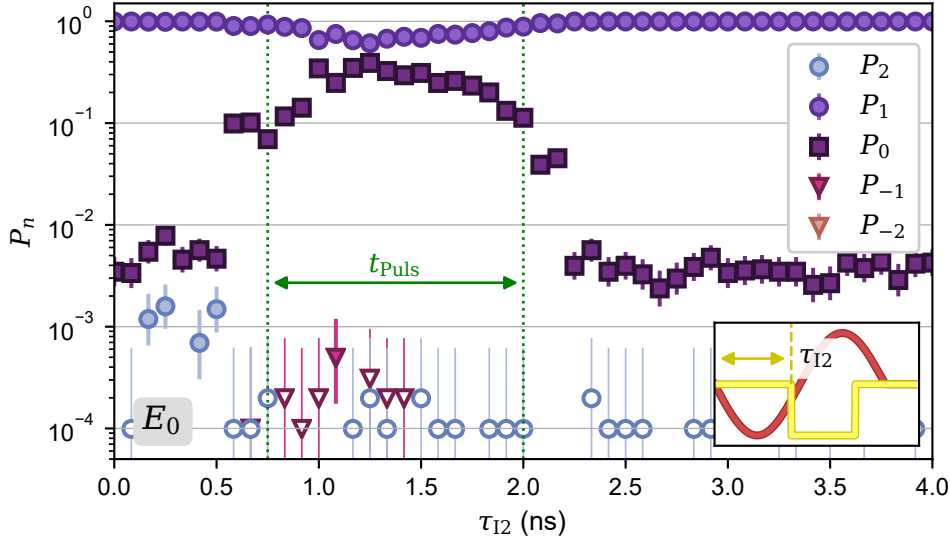


Abbildung 6.20: Zeitaufgelöste Wahrscheinlichkeitsverteilung an G_{12} bei E_0 ($V_{I2}^{DC} = -450$ mV, vgl. Abb. 6.13a). G_{12} , im statischen Zustand intransparent, wird für eine Dauer von $t_{Puls} = 1.25$ ns geöffnet, beginnend bei Zeitpunkt τ_{I2} (Länge von t_{Puls} beispielhaft eingezeichnet). Einschub: HF-Modulation von G_{P1} (rot) und G_{I2} (gelb) für $\tau_{I2} = 1.5$ ns (G_{P2} und G_{I1} statisch).

sung der Detektionsbarriere [29, 81] (für den feststehenden SEP-Arbeitspunkt lässt sich der Anteil der endlichen Flankensteilheit hier nicht bestimmen). Dieser Zahlenwert liegt in derselben Größenordnung wie die erwartete Umlaufdauer des Elektrons um die Detektorinsel und übersteigt Literaturwerte der zeitlichen Ausdehnung von Wellenpaketen [117, 175, 211] um eine Größenordnung. Stark unterschiedliche Ausdehnungen von Elektronenwellenpaketen sind jedoch aufbauend auf einer ausgeprägten Energie-Zeit-Korrelation in Abhängigkeit des SEP-Arbeitspunktes zu erwarten [210] und auch bereits beobachtet worden [29].

Hypothetisch ließe sich unter Zuhilfenahme dieser zeitaufgelösten Methode auch in einem Materialsystem mit einer mittleren Streuwahrscheinlichkeit $0 < \eta_{\text{Einfang}} < 1$ eine hohe, weniger als im statischen Systemzustand durch η_{Einfang} limitierte Schaltungseffizienz $\eta_{\text{Schaltung}}$ erreichen. Die an dieser Schaltung demonstrierte zeitaufgelöste Detektion kann darüber hinaus auch zur Umsetzung der in Ref. [211] vorgeschlagenen Single-Shot-Abtastung hochfrequenter Wechselspannungen angewendet werden.

6.8.2 Transmittierte Wellenpakete

Eine analoge Messung an der Ausgangsbarriere der Detektorinsel bildet die Verteilung nach dem Transport über die Detektorinsel ab, indem G_{I2} statt G_{I1} moduliert wird. Hier wird die standardmäßig intransparente Barriere G_{I2} durch einen Puls vorübergehend geöffnet (Einschub in Abb. 6.20), wobei eine Länge $t_{Puls} = 1.25$ ns der Absenkung die vollständige Transmission auch eines weiter verbreiterten Elektronenwellenpaketes gewährleistet.

Das Ergebnis einer Messung in Abhängigkeit der Pulsposition τ_{12} ist in Abbildung 6.20 gezeigt. Die Transmissionswahrscheinlichkeit wird wiederum durch $P_T = P_0 / (\eta_{\text{SEP}} \cdot \eta_{\text{Wellenleiter}} \cdot \eta_{\text{Detektion}})$ gegeben (vgl. Abschnitt 6.6). Für $\tau_{12} \rightarrow 0 \text{ ns}$ und $\tau_{12} \rightarrow \infty$ ergibt sich $P_0 \approx 1 - \eta_{\text{Schaltung}}^{E_0}$, da sich in diesen Fällen der öffnende Puls zeitlich nicht mit der Ankunft der Elektronen an G_{12} überschneidet. Dazwischen steigt die Transmissionswahrscheinlichkeit um $\tau_{12} \approx 0.75 \text{ ns}$ an und erreicht ein Maximum von $P_{0,\text{max}} \approx 0.4$. Die maximale Transmission von $P_{T,\text{max}} \approx 0.4$ fällt hier etwas geringer aus als in Abschnitt 6.6 diskutiert ($P_{T,\text{max}} \approx 0.51$), ein Indiz für eine unvollständige Absenkung von G_{12} infolge unzureichender Amplitude der HF-Anregung. Für den Anstieg von P_T wird G_{12} vor der Elektronenemission abgesenkt, die schließende Flanke fällt gerade mit der Ankunft der am frühesten an G_{12} ankommenden Wellenpaket-Anteile zusammen. Umgekehrtes gilt für die Abnahme der Transmissionswahrscheinlichkeit um $\tau_{12} \approx 2 \text{ ns}$, bei der die Öffnung der Barriere erst mit der Ankunft der letzten Ausläufer der Elektronenwellenpakete an G_{12} zusammenfällt.

Die Breite der abgebildeten Signatur von $P_0 \gg 1 - \eta_{\text{Schaltung}}^{E_0}$ ist demzufolge aus t_{Puls} und δt zusammengesetzt. Würde die Modulation von G_{12} dem idealen Rechteckpuls entsprechen, welcher im Einschub von Abbildung 6.20 gezeigt ist, wäre als Konvolution von Modulation und Wellenpaket in P_0 näherungsweise ein Rechtecksignal mit abgerundeten Übergängen zu erwarten, aus denen die Form der Wellenpaketprojektion rekonstruiert werden könnte. Die abgebildete Messung zeigt jedoch einen abweichenden Verlauf, mutmaßlich infolge einer nichtidealen Anregungswellenform an G_{12} , sodass eine Extraktion von Form und Ausdehnung der zeitlichen Wellenpaketprojektion hier nicht möglich ist. Eine präziser definierte Anregung der Modulation von G_{12} , zum Beispiel durch Verwendung eines höherauflösenden AWGs, könnte perspektivisch eine Überwindung dieser Limitation ermöglichen.

6.8.3 Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen

Prinzipiell ließe sich aus den Ankunftszeiten der Elektronenwellenpakete an G_{11} und G_{12} auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Transportes über die Detektorinsel bestimmen. Durch laufzeitbedingte Unsicherheiten der Phasenbeziehung zwischen den HF-Anregungen an G_{11} und G_{12} und in Verbindung mit der eingeschränkten Auswertbarkeit der Transmission an G_{12} ist diese hier jedoch nicht zugänglich.

Zielführender wäre ohnehin die Detektion zweier unterschiedlicher Laufzeiten an derselben Barriere, ähnlich den in anderen Geometrien vorgenommenen Laufzeitmessungen [24, 82] (vgl. auch Abb. 4.10), da in diesem Fall keine zusätzlichen Phasenbeziehungen oder Barriereigenschaften einfließen. In der hier verwendeten Probengeometrie wäre eine derartige Geschwindigkeitsbestimmung konzeptionell ebenfalls möglich. Dafür müsste, in Anlehnung an das in Abschnitt 6.8.1 formulierte Modell, eine zweimalige Detektion von ein- und auslaufenden Elektronen an G_{11} erfolgen. Die Detektion auslaufender Elektronen ist hier jedoch aufgrund der hohen Streuwahrscheinlichkeit innerhalb

der Detektorinsel nicht nachweisbar. Die im Vergleich zur Distanz zwischen G_{11} und G_{12} längere Flugstrecke würde dabei in dieser Geometrie zudem die Güte der Laufzeitbestimmung erhöhen [82].

6.9 ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Kapitel wurde ein Konzept für den Einfang und individuellen Nachweis ballistisch propagierender Elektronen eingeführt und erfolgreich demonstriert. Die Grundlage dessen Funktionalität besteht in stark voneinander abweichenden Streuwahrscheinlichkeiten in den zwei unmittelbar benachbarten Segmenten des Wellenleiters und der Detektorinsel der Einzelelektronenschaltung. Dabei erlauben die effiziente Streuung und der damit verbundene Abbau der Überschussenergie innerhalb der Detektorinsel den verlässlichen Einfang der zuvor nahezu verlustfrei propagierenden Elektronen, deren Nachweis mithilfe eines Ladungsdetektors die vollständige Zählstatistik der Transportcharakteristik abbildet. Durch die gezielte Ausnutzung der energieabhängigen Barrierentransparenz konnten dabei zudem Abschätzungen der energetischen und temporalen Ausdehnungen der Elektronenwellenpakete gewonnen werden. Diese bilden die Voraussetzung der für den Überlapp in interferenzbasierten Experimenten erforderlichen Abstimmung von Elektronenwellenpaketen, wobei die Güte der zugrunde liegenden Projektionen perspektivisch durch Manipulation der SEP-Charakteristik, die Anwendung eines Tomografieprotokolls [29] oder die Optimierung der Barrierencharakteristik [219] optimiert werden kann. Die demonstrierte Stabilität des Einfang-Prozesses gegenüber Änderungen der Emissionsenergie stellt zudem eine wichtige Grundlage insbesondere der Abstimmung von aus mehreren Elektronenquellen emittierten Wellenpaketen dar.

In der hier verwendeten Probe fiel die Streuwahrscheinlichkeit innerhalb der Detektorinsel so hoch aus, dass der Wiederaustritt von auf die Detektorinsel gelangten Elektronen nahezu vollständig unterdrückt war. Im Hinblick auf potenziell abweichende Materialsysteme, in denen die intrinsischen Streuwahrscheinlichkeiten geringer ausfallen könnten, wurden deshalb Methoden zur Manipulation des Streuverhaltens innerhalb der Detektorinsel diskutiert. Deren Wirksamkeit zur Erhöhung der Streuwahrscheinlichkeit konnte hier im Capture&Detect-Betrieb noch nicht nachgewiesen werden, eine erneute Betrachtung bei akutem Bedarf erscheint jedoch vielversprechend. Alternativ ließe sich eine Erhöhung der Einfang-Wahrscheinlichkeit in einem System mit verringerter Streuwahrscheinlichkeit auch durch die Einstellung eines energetisch schmalbandigen Fensters der Transmission an G_{11} erreichen (in Abbildung 6.1a als w bezeichnet), mithilfe dessen der Einfang energetisch scharfer Elektronenwellenpakete auch nach geringen (aber endlichen) Energieverlusten ermöglicht werden könnte. Ähnliches ließe sich zudem durch eine zeitaufgelöste Manipulation der Eingangsbarriere der Detektorinsel erreichen.

Auf Grundlage der effizienten Funktionalität kann diese Schaltung zukünftig als modularer Detektionsbaustein in komplexeren Einzelelektronenschaltkreisen eingesetzt werden. Dabei können innerhalb einer Schaltung auch mehrere

dieser Bausteine an verschiedenen Ausgängen synchron eingesetzt und ausgelesen werden. Durch den getakteten Antriebsmodus wird dabei inhärent die korrelierte Zählstatistik zugänglich, wie im folgenden Ausblick demonstriert wird.

AUSBLICK: KOINZIDENZKORRELATIONEN MEHRERER ELEKTRONEN

Existieren in einer Einzelelektronenschaltung mit Injektion von mehr als einem Elektron mehrere mögliche Ausgänge, ist in der Regel nicht nur die individuelle Auslesung der einzelnen Detektoren von Interesse, sondern insbesondere auch die Korrelation der Ausgangssignale, welche als Koinzidenzkorrelation bezeichnet wird. Deren Extraktion ist für verschiedene Experimente erforderlich, zum Beispiel bei der Partitionierung von Elektronenpaaren [28] oder in einem elektronischen HOM-Interferometer [2, 8]. Die individuellen, für die Durchführung derartiger Untersuchungen in einem Single-Shot-Experiment benötigten Bestandteile wurden dabei in den vorausgegangenen Kapiteln bereits demonstriert. In diesem Ausblick werden nun zur Gewinnung der Koinzidenzkorrelationen zwei Single-Shot-Detektorelemente kombiniert und die Anwendung am Beispiel der Partitionierung von zwei Elektronen an einer Strahlteilerbarriere G_S demonstriert.

Die hier zum Einsatz kommende Schaltung ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Die beiden Capture&Detect-Elemente sind darin um die zentrale Elektrode G_S angeordnet. Sie sind im Hinblick auf ein perspektivisches HOM-Experiment so ausgerichtet, dass sich kreuzförmig jeweils die Elektronenquellen (A und B) und die Detektorelemente (ebenfalls A und B) gegenüberliegen, wobei für die Partitionierung (Abschnitt 7.2) hier nur SEP B aktiv sein wird. Wie in der aus Kapitel 6 bekannten Capture&Detect-Struktur existieren auch hier zusätzliche Seitenabgriffe (Side A und B) zur Ableitung von gestreuten Elektronen, die nicht im ersten Anlauf auf eine der Detektorinseln gelangen. Insgesamt besteht die Probenstruktur aus 15 Metallelektroden und 10 ohmschen Kontakten. Der Betrieb der vollständigen Schaltung im Single-Shot-Modus erfordert 15 DC-Signale (13 Elektroden zzgl. 2 Stromverstärker-Vorspannungen), drei HF-Modulationen (Antrieb beider Einzelelektronenpumpen und Reset der Detektorinseln), sowie zwei Stromverstärker (Ladungsdetektoren).

7.1 KORRELIERTE ZÄHLSTATISTIK

Eine fehlerfreie Funktionalität sämtlicher Bestandteile vorausgesetzt, kann die zuvor beschriebene elektronische Schaltung im Single-Shot-Modus betrieben werden. Dessen Betrieb erfolgt dabei in identischer Weise zu Kapitel 5, maßgeblich ist lediglich die synchrone Anregung aller Bauelemente. Zur Auswertung einer Messung aus Z Single-Shot-Zyklen erfolgt dann zunächst eine detektor-

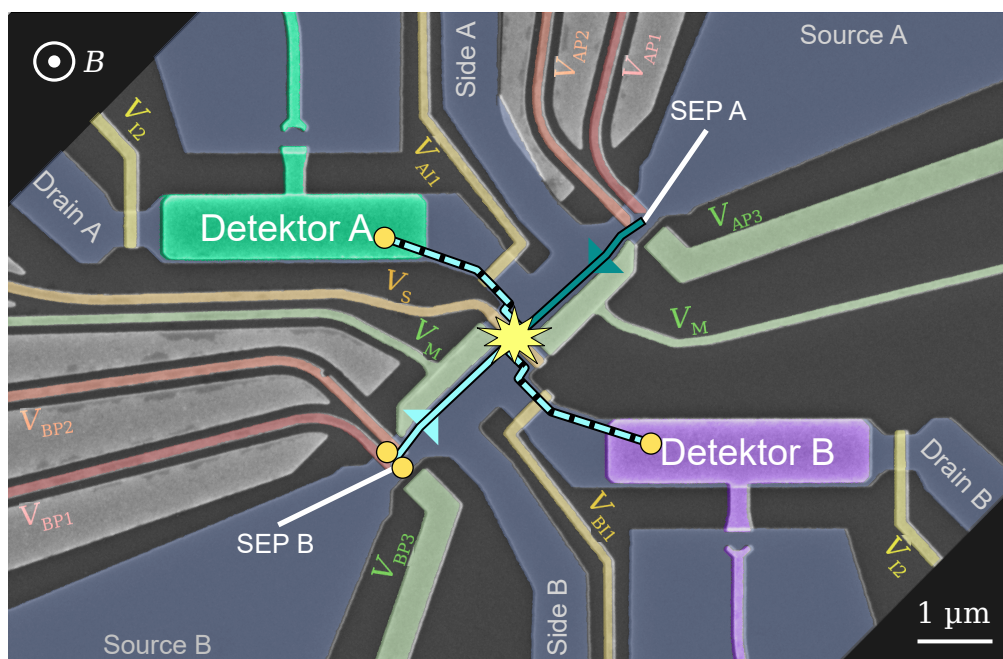


Abbildung 7.1: Falschfarben-REM-Aufnahme einer Schaltung ähnlich der hier verwendeten Probe (*SEP1805 X1Y1*), Einfärbungen analog vorigen REM-Aufnahmen. Kreuzförmig sind jeweils gegenüberliegend zwei SEPs und Detektoren um eine zentrale Strahlteilerbarriere G_S angeordnet. Hellblaue Linien skizzieren funktionell für die Partitionierung zweier aus SEP B emittierter Elektronen maßgebliche Transportpfade (SEP A inaktiv).

spezifische Klassifizierung aller 2Z (initialen und finalen) Ausleseintervalle in die 200 Histogramm-Klassen (vgl. Kap. 5.3). Auf Basis dessen werden analog zu Kapitel 5.3 die Detektorantworten der beiden Ladungsdetektoren individuell rekonstruiert und die jeweils Z Ereignisse ausgewertet. Als Ergebnis liegen zunächst die unkorrelierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen P_m und P_n des Nachweises von m bzw. n zusätzlichen Elektronen in den Detektoren A und B vor. Die anschließende Korrelation der Ladungsdetektoren basiert auf der identischen Zeitbasis der beiden Detektorsignale, sodass aus der Abfolge der Ereignisse in Kombination mit den individuellen Auswertungen die Koinzidenzkorrelationen $P_{m,n}$ bestimmt werden können. Dabei werden alle Zyklen einbezogen, in denen jeweils die Auswertungen beider Detektoren eindeutige Zuordnungen zu m und n erlauben (maßgeblich hierfür ist, dass beide Ladungsdetektoren in sensitiven Arbeitspunkten betrieben werden, für die im Folgenden gezeigte Beispielmessung trifft dies auf gut 95 % der Zyklen zu). Diese Auswertungsmethodik ließe sich in identischer Weise auch auf mehr als zwei Detektorelemente übertragen.

Abbildung 7.2 zeigt basierend auf der Kombination zweier individuell anhand des in Kapitel 5 eingeführten Schemas für $|m|, |n| \leq 3$ ausgewerteten Detektoren beispielhaft die Koinzidenzkorrelationen einer Messung mit zwei Detektorelementen. Zur Veranschaulichung ist hier eine Messung dargestellt, bei der für die in Abbildung 7.1 gezeigte Probe beide Einzelelektronenpumpen aktiv sind, wobei der Arbeitspunkt von SEP A auf die Emission eines

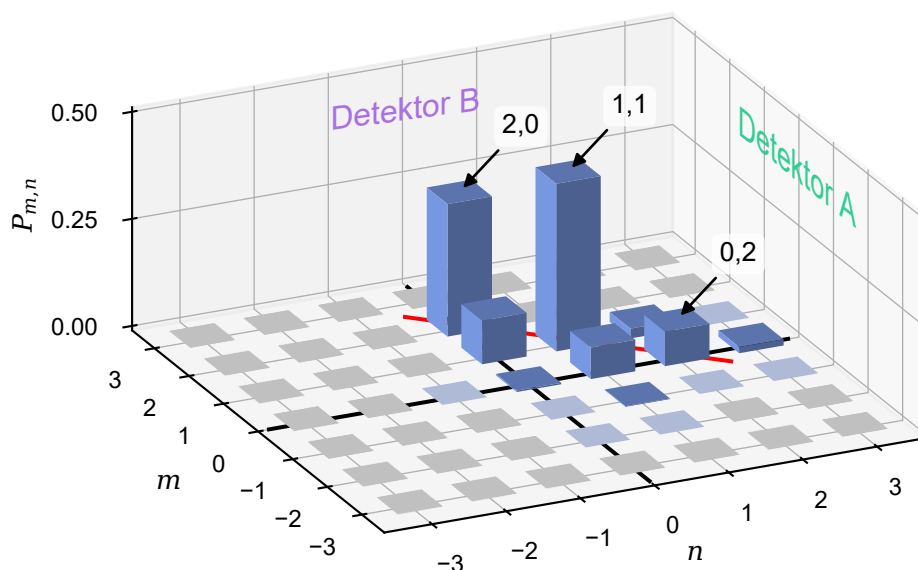


Abbildung 7.2: Beispielhafte Messung der Koinzidenzkorrelationen $P_{m,n}$ mit zwei Detektorelementen bei Injektion von bis zu drei Elektronen (siehe Text), ausgewertet und dargestellt für $-3 \leq m, n \leq 3$. Blaue Balken bilden $P_{m,n}$ für $N_{m,n} > 0$ ab ($\sum N_{m,n} = 377\,210$), davon die dunkelblauen die Elemente mit einem Anteil von $> 1\%$. Rote Linie markiert $m+n=2$ für $0 \leq m, n \leq 2$.

Elektrons eingestellt ist, während der Arbeitspunkt von SEP B zwischen der Emission von 0 und 2 Elektronen variiert wird. Das Diagramm stellt die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Summe dieser unterschiedlichen Arbeitspunkte dar, sodass die Auflösbarkeit verschiedener Ereignisse anschaulich demonstriert werden kann (was jedoch gleichzeitig eine physikalische Interpretation der Wahrscheinlichkeitsverteilung verhindert). In der resultierenden 7×7 -Matrix der Koinzidenzkorrelationen können somit 49 unterschiedliche Transportprodukte unterschieden werden. 16 dieser Elemente treten in dieser Beispielmessung mit jeweils mindestens einem Ereignis auf (hell- und dunkelblaue Balken), davon 9 Elemente (dunkelblaue Balken) mit einem Anteil $> 1\%$ der insgesamt knapp 4×10^5 Zyklen. Die rote Linie hebt davon die m - n -Kombinationen hervor, welche für die Beobachtung von Zwei-Elektronen-Effekten maßgeblich sind ($m+n=2 \wedge m, n \leq 2$), nämlich die *Bunching*-Wahrscheinlichkeiten $P_{2,0}$ und $P_{0,2}$ paarweisen sowie die *Antibunching*-Wahrscheinlichkeit $P_{1,1}$ getrennten Nachweises.

In der Beispielmessung werden darüber hinaus bis zu drei Elektronen injiziert und nachgewiesen ($P_{0,3}$ und $P_{1,2}$). Des Weiteren werden analog zu den Beobachtungen in Kapitel 6.5.3 Anregungen von Elektronen aus der Detektorinsel aufgelöst. Diese treten hier am deutlichsten im Element $P_{-1,1}$ auf, welches eine Anregung von Elektronen aus Detektorinsel A anzeigt.

Die Single-Shot-Methode ist somit nachweislich in der Lage, neben den im Fokus des Forschungsinteresses stehenden Bunching- und Antibunching-Wahrscheinlichkeiten auch eine Vielzahl weitere Ereignisse aufzulösen und zu

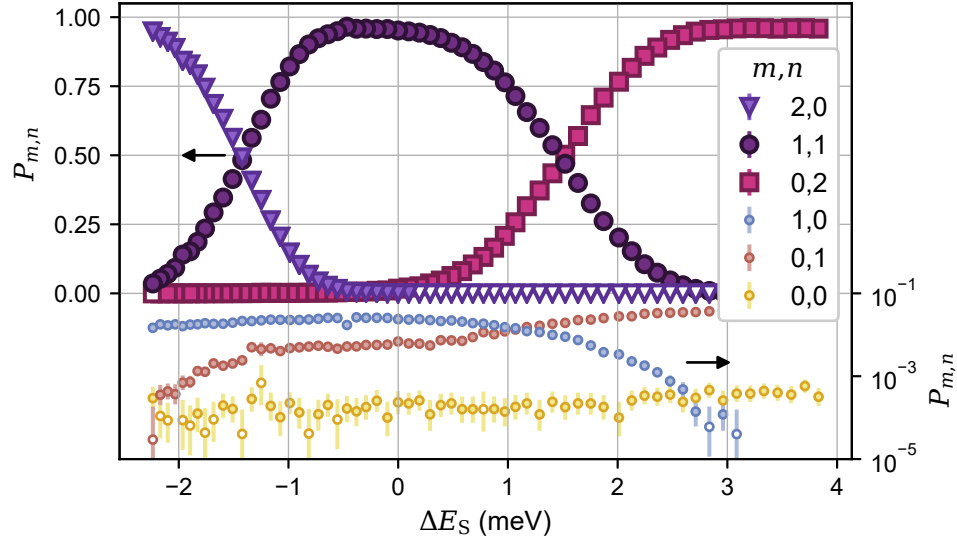


Abbildung 7.3: Partitionierung von zwei aus SEP B emittierten Elektronen in Abhängigkeit der Barrierenhöhe von G_S . ΔE_S referenziert auf Zentrum des Plateaus von $P_{1,1}$, dargestellt sind nur Elemente mit $\sum_{\Delta E_S} N_{m,n} \geq 10^2$. Große Symbole auf linearer Skala (links), kleine Symbole auf logarithmischer Skala (rechts). Weiß gefüllte Symbole symbolisieren $N_{m,n} < 5$.

unterscheiden, welche über den Bereich von $0 \leq m, n, m + n \leq 2$ hinausgehen. Diese Beiträge wären im Rahmen einer Strom- und Rauschmessung nicht individuell identifizierbar und würden dort zum Messfehler beitragen. Demgegenüber erreicht die Single-Shot-Methodik eine maximale statistische Aussagekraft, deren wesentliche Fehlerquelle in der Größe der zugrunde liegenden Statistik besteht. Es bestünde zudem prinzipiell die Möglichkeit, zur Auswertung eines beliebigen Zwei-Elektronen-Experimentes ausschließlich diejenigen Ereignisse zu berücksichtigen, in denen exakt zwei Elektronen nachgewiesen werden. So könnten Koinzidenzkorrelationen beispielsweise um Fehler der Elektronenquellen bereinigt werden, welche darin als $m + n \neq 2$ auftreten. Ein weiterer Vorteil des Single-Shot-Ansatzes zur Koinzidenzbestimmung besteht in dem auf Basis der festen Taktung einstellbaren SNR, das sehr präzise Messungen erlaubt und sich somit insbesondere auch für quantitative Auswertungen wie zum Beispiel zur akkuraten Untersuchung von Wechselwirkungsmechanismen eignet.

7.2 PARTITIONIERUNG ZWEIER ELEKTRONEN

Eine physikalische Anwendung der Bestimmung der Koinzidenzkorrelationen wird in diesem Abschnitt am Beispiel der Partitionierung zweier Elektronen vorgestellt. In der Schaltung aus Abbildung 7.1 wird hierbei nur SEP B angeregt und auf die Emission von zwei Elektronen pro Zyklus eingestellt. Das Ergebnis einer Messung der Koinzidenzkorrelationen in Abhängigkeit von ΔE_S , der kalibrierten Barrierenhöhe von G_S , ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten von insgesamt zwei Elektronen beträgt hierbei $P_{2,0} + P_{0,2} + P_{1,1} \approx 0.97$. Der übrige Anteil wird durch den Nachweis

nur eines einzelnen Elektrons dominiert, wobei hieraus nicht unterscheidbar ist, ob dieser auf die Emissionscharakteristik der Einzelelektronenpumpe oder den streuungsbedingten Verlust des zweiten Elektrons zurückzuführen ist. Dadurch, dass die Single-Shot-Methode die vollständige Zählstatistik auflöst, sind diese parasitären Komponenten identifizierbar, sodass das Signal bereinigt werden kann und folglich eine exklusiv auf Zwei-Elektronen-Ereignisse normierte Betrachtung möglich wird, für die $P_{2,0} + P_{0,2} + P_{1,1} = 1$.

Über diese Form der Normierung hinausgehend haben Clark *et al.* in Ref. [26] zur Maximierung der Sichtbarkeit in einem Interferenzexperiment den Einsatz einer zusätzlichen Filterbarriere vor dem Ausgang des Interferometers vorgeschlagen, mithilfe derer inkohärente Elektronen anhand eines Energieverlustes vor der Detektion abgetrennt werden können. Im Capture&Detect-Schaltungskonzept kann diese Technik perspektivisch unmittelbar durch Justage der Eingangsbarriere der Detektorinsel als Filterbarriere angewandt werden.

Für die Normierung auf zwei Elektronen ergeben sich in Abbildung 7.3 die Grenzfälle minimaler und maximaler Barrierenhöhe zu $P_{2,0} \approx 1$ bzw. $P_{0,2} \approx 1$, entsprechend der Ko-Transmission bzw. Ko-Reflexion jeweils beider Elektronen an G_S . Im dazwischenliegenden Übergangsbereich um $\Delta E_S = 0$ meV tritt ein ausgeprägtes Plateau von $P_{1,1} \approx 1$ auf, welches eine effiziente Partitionierung der Elektronen an G_S demonstriert. Die dem zugrunde liegende Unterscheidbarkeit der beiden Elektronen zeigt eine klare Trennung beider Emissionsenergien an.

Für eine einfache Modellierung der Partitionierung zweier Elektronen kann die Energieverteilung $\varepsilon(E)$ der Elektronenwellenpakete als normalverteilt [110] angenommen und die energieabhängige Transmission $\tau_S(E)$ des Strahlteilers durch die kumulative Verteilungsfunktion der Normalverteilung beschrieben werden. Dies ergibt unter Ausschluss von Wechselwirkungen zwischen den Elektronen die Parametrisierung

$$\begin{aligned}\varepsilon_i(E) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{E - E_i}{\sigma_i}\right)^2\right) \\ \tau_S(E) &= \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{E - E_S}{\sqrt{2}\sigma_S}\right)\right) \\ P_T^i &= \int \varepsilon_i(E) \tau_S(E) dE.\end{aligned}\tag{7.1}$$

E_i und σ_i sind hier die energetischen Mittelwerte und Standardabweichungen der Energieverteilungen, $i \in \{A, B\}$ indiziert das erste bzw. zweite Elektron und P_T^i beschreibt die resultierende Transmissionswahrscheinlichkeit von Elektron i an G_S . Aus P_T^A und P_T^B ergeben sich für eine Poisson-Binomialverteilung, das heißt statistisch unabhängige Partitionierung, die Elemente der Koinzidenzkorrelationen als

$$\begin{aligned}
P_{2,0} &= P_T^A P_T^B, \\
P_{0,2} &= (1 - P_T^A) (1 - P_T^B) \quad \text{und} \\
P_{1,1} &= P_T^A (1 - P_T^B) + (1 - P_T^A) P_T^B.
\end{aligned} \tag{7.2}$$

Hier werden, sofern nicht abweichend angegeben, die mittleren Energien als $E_A, E_B = 0$ und die Breiten der Energieverteilungen als $\sigma_A, \sigma_B, \sigma_S = 1$ festgelegt. Dieser Satz an Parametern beschreibt folglich zwei Wellenpakete deckungsgleicher energetischer Projektionen. Zu erwarten ist unter dieser Voraussetzung für den Fall von $E_A, E_B = E_S$ eine vollständig zufällige Partitionierung der beiden Elektronen, bei der alle vier möglichen Partitionierungsergebnisse (Ko-Transmission, Ko-Reflexion, Partitionierung in die Detektoren A und B und umgekehrt) jeweils eine 25-prozentige Wahrscheinlichkeit haben. Daraus ergibt sich ein maximaler Wert von $P_{1,1} = 0.5$. Das mit dieser Erwartung übereinstimmende Ergebnis einer solchen Modellierung ist in Abbildung 7.4a dargestellt.

Entsprechend der aus Abbildung 7.3 gezogenen Schlussfolgerung unterschiedlicher Emissionsenergien weicht die für deckungsgleiche Wellenpakete modellierte Wahrscheinlichkeitsverteilung fundamental von der experimentellen Beobachtung ab. Abbildung 7.4b zeigt im Vergleich eine Modellierung mit unterschiedlichen mittleren Energien ($E_A = 5$ und $E_B = -E_A$), welche so weit auseinander liegen, dass effektiv kein energetischer Überlapp der Wellenpakete existiert. Hier bildet sich in $P_{1,1}$ statt eines lokalen Maximums von $P_{1,1} = 0.5$ als Folge der energetischen Unterscheidbarkeit der beiden Elektronen ein ausgedehntes Plateau bei einem Wert von $P_{1,1} \approx 1$ heraus. Der Verlauf dieser Modellierung ähnelt qualitativ der Messung aus Abbildung 7.3, übereinstimmend zu den abgeleiteten, unterschiedlichen Emissionsenergien. Die Emissionsenergie des zweiten Elektrons liegt in der Messung ca. 3 meV unterhalb der des ersten Elektrons. Die leichte Asymmetrie des $P_{1,1}$ -Plateaus in der Messung ist auf eine breitere Energieverteilung des höherenergetischen Wellenpaketes zurückzuführen.

Die Partitionierung von zwei aus einer einzelnen Einzelelektronenpumpe emittierten Elektronen wurde unter anderem von Ubbelohde *et al.* mittels Strom- und Rauschmessungen untersucht [28]. Ähnlich den hier gezeigten Modellierungen wurden dort abhängig vom Antriebsmodus der Einzelelektronenquelle Regime übereinstimmender wie auch abweichender Emissionsenergien der beiden Elektronen beobachtet. Während die klar unterscheidbare Emissionsenergie des zweiten Elektrons dort eines scharfen Auswurfimpulses in der Antriebswellenform der Einzelelektronenpumpe bedurfte, wird diese hier bereits bei einem sinusförmigen Antrieb beobachtet (für welchen sich dort übereinstimmende Emissionsenergien zeigten).

Insbesondere wurde in Ref. [28] eine korrelierte Partitionierung beobachtet. Eine Veranschaulichung einer solchen Korrelation ist durch Gegenüberstellung der Bunching-Wahrscheinlichkeiten möglich [28, 220], welche für die zuvor diskutierte Messung in Abbildung 7.4c dargestellt ist (Symbole). Statistisch unabhängige Streuung zweier Elektronen würde in der Abbildung

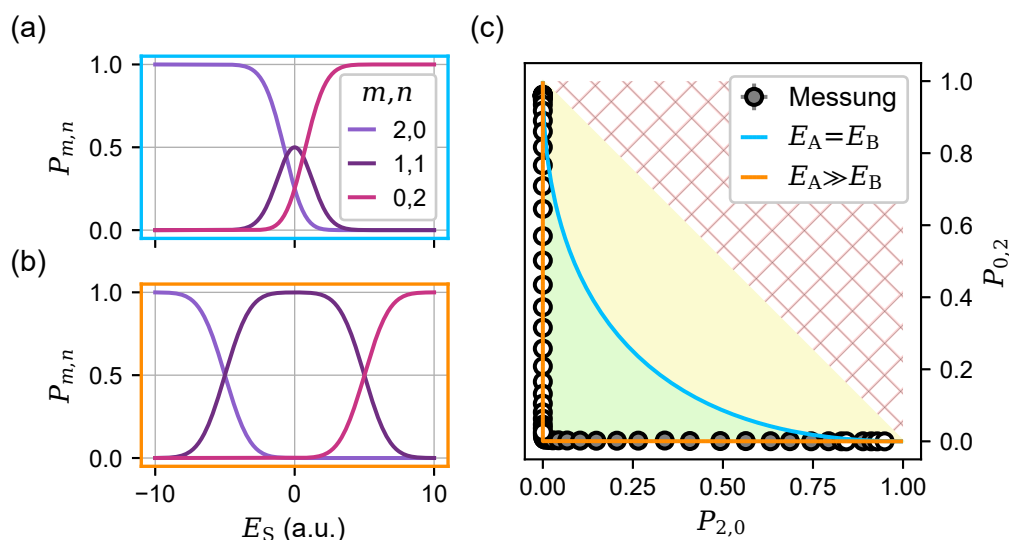


Abbildung 7.4: (a),(b) Modellierte Koinzidenzkorrelationen bei unabhängiger Partitionierung zweier Wellenpakete (alle $\sigma_i = 1$). (a) Identische Emissionsenergien $E_A = E_B = 0$, (b) abweichende Emissionsenergien $E_A = 5 = -E_B$. (c) Darstellung von $P_{0,2}$ über $P_{2,0}$ aus Abb. 7.3 (Symbole) zur Charakterisierung des Regimes der Partitionierung. Linien stellen modellierte Zusammenhänge aus (a) und (b) dar. Eingefärbte Regionen markieren Poisson-binomialverteiltes (grün) und korreliertes Regime (gelb), voneinander abgegrenzt durch $\sqrt{P_{2,0}} + \sqrt{P_{0,2}} = 1$. Rote Schraffur zeigt Verletzung der Normierungsbedingung an.

einer Poisson-Binomialverteilung mit $\sqrt{P_{2,0}} + \sqrt{P_{0,2}} \leq 1$ resultieren [28, 220] (grüne Einfärbung). Darüber hinausgehende Werte mit $P_{2,0} + P_{0,2} \leq 1$ (Normierungsbedingung) würden eine Korrelation der Partitionierung anzeigen (gelbe Einfärbung). Die Kontur des Regimes der statistisch unabhängigen Streuung wird hierbei eingeschlossen durch die beiden Fälle vollständigen und nicht existenten Überlapps unkorrelierter Wellenpakete, wie in Abbildung 7.4c durch die linienförmig gezeigten Repräsentationen der beiden zuvor diskutierten Modellierungen ersichtlich ist.

Die Messergebnisse aus Abbildung 7.3 liegen hier, analog der Modellierung nicht-überlappender Wellenpakete, sämtlich und eindeutig im Regime der statistisch unabhängigen Streuung, es gibt hier also kein Indiz für eine Korrelation der Partitionierung. In Ref. [28] wurden als wahrscheinlichste Ursache der beobachteten Korrelation Elektron-Elektron-Wechselwirkungen während der Partitionierung benannt, wobei die Emission dort bei unterscheidbaren Emissionsenergien beobachtet wurde und die Elektronen als Folge des scharfen Auswurfimpulses wahrscheinlich in geringem zeitlichen Abstand emittiert worden sein dürften. In der hier diskutierten Messung werden ebenfalls getrennte Emissionsenergien beobachtet, jedoch ist kein Anzeichen einer Korrelation erkennbar. Es ist anzunehmen, dass die Ursache hierfür in der sinusförmigen SEP-Anregung besteht, die mutmaßlich zu einer Verzögerung der Emission des

zweiten Elektrons führt [28], in deren Folge am Ort der Partitionierung eine Wechselwirkung zwischen den Elektronen unterdrückt wird.

7.3 FOLGEEEXPERIMENT

Die in Abbildung 7.1 gezeigte Einzelelektronenschaltung besitzt bereits alle Komponenten, die zur Durchführung eines fermionischen Single-Shot-HOM-Experimentes erforderlich sind. Im Unterschied zu einem bosonischen HOM-Experiment, bei dem nach Kollision am Strahlteiler das Bunching ununterscheidbarer Photonen in einem der beiden Ausgänge des Interferometers zu beobachten ist [2], wird im fermionischen Analogon infolge des Pauli-Prinzips das paarweise Auftreten von Elektronen unterdrückt, es ist folglich die Beobachtung von Antibunching zu erwarten. Eine erste experimentelle Realisierung dessen konnte von Liu *et al.* unter Verwendung kontinuierlicher Elektronenquellen demonstriert werden [8]. Durch das Aufkommen getakteter Einzelelektronenquellen in der jüngeren Vergangenheit konnten die experimentellen Umsetzungen durch die Einzelelektronenauflösung bereits weiter verfeinert werden, wie zunächst im $\nu = 2$ Regime des integralen Quanten-Hall-Effektes auf Basis von mesoskopischen Kondensatoren [27] und Leviton-Quellen [14] gezeigt wurde.

Eine Durchführung dieses Experimentes im Single-Shot-Modus bedarf gegenüber dem vorausgegangenen Partitionierungs-Abschnitt der zusätzlichen Inbetriebnahme von SEP A, der Einstellung beider Quellen auf die Emission von jeweils einem einzelnen Elektronenwellenpaket sowie der energetischen und temporalen Abstimmung der aus beiden Quellen emittierten Elektronenwellenpakete. Wird dann perspektivisch mit steigendem Überlapp der Elektronenwellenpakete eine Zunahme der Antibunching-Wahrscheinlichkeit $P_{1,1}$ beobachtet, wird zu berücksichtigen sein, dass neben der Austauschwechselwirkung auch ein Beitrag der Coulomb-Abstoßung zwischen beiden Elektronen zu einer Zunahme des Antibunchings führen kann [27]. Dessen Einfluss kann für die hier beobachteten Emissionsenergien fernab des Fermi-Sees potenziell vergleichsweise größer ausfallen als bei den bereits demonstrierten Experimenten in der Nähe der Fermi-Energie [14, 27], da bedingt durch den Abstand zum Fermi-See die Abschirmung der Coulomb-Wechselwirkungen reduziert wird. Insofern wird die anspruchsvolle Komponente dieses Experimentes weniger im Nachweis einer ansteigenden Antibunching-Wahrscheinlichkeit bestehen, sondern vielmehr in der Unterscheidung der Wechselwirkungsmechanismen.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde für eine Integration der Ladungsdetektion in die Elektronen-Quantenoptik mit heißen Elektronen in starken senkrechten Magnetfeldern der ballistische Transport von Elektronen mit Überschussenergien deutlich oberhalb thermischer Anregungen untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass hochenergetische Elektronen eine Einzelelektronenschaltung ballistisch durchqueren und dennoch in einem isolierten Reservoir eingefangen und dort mittels eines Ladungsdetektors nachgewiesen werden können, wodurch die Ergebnisse der einzelnen Transportzyklen individuell erfasst und vollständig abgebildet werden.

In einem ersten Schritt wurden hierbei mittels kontinuierlicher Elektronenquellen heiße Elektronen mit Überschussenergien in der Größenordnung zwischen jeweils einzelnen 10^1 und 10^2 Millielektronenvolt erzeugt und nach Durchquerung einer vorgegebenen Struktur spektroskopiert. Aus der energieabhängigen Betrachtung der am Ort der Spektroskopiebarriere bestimmten Überlebenswahrscheinlichkeiten heißer Elektronen wurden dabei Regime mit sowohl nahezu unterdrückten als auch dominant ausgeprägten Streuwahrscheinlichkeiten sichtbar. Konkret wurde im niederenergetischen Limit ein stark ausgeprägtes Elektron-Elektron-Wechselwirkungen zugeschriebenes Regime beobachtet, in dem ein vollständiger Abbau der Überschussenergien von Elektronen auftrat, und im hochenergetischen Limit ein durch Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen dominiertes Regime. In einem dazwischen liegenden Bereich von Emissionsenergien trat, bei weitgehender Unterdrückung von Verlusten durch Streuprozesse, ballistischer Elektronentransport auf. Die gleichzeitige Beobachtung der unterschiedlichen Transportregime bedurfte dabei der Betrachtung der Energieabhängigkeit über einen ausgedehnten Bereich, welcher hier durch Verwendung einer stochastischen Elektronenquelle zugänglich wurde.

Die Elektron-LO-Phonon-Wechselwirkungen wurden ausführlich in Abhängigkeit verschiedener physikalischer Einflussgrößen und dabei auch im Vergleich zu einem kürzlich publizierten Modell untersucht, welches in einem transversalen parabolischen Einschlusspotential die Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten unter LO-Phonon-Emission erlaubt. Dabei trat in den diskutierten Vergleichen ein insgesamt hoher Grad von Übereinstimmung zu den experimentellen Beobachtungen auf. Diese Übereinstimmung stellt in Ergänzung zum Literaturwert der 36 meV Energiesignatur einen weiteren starken Hinweis auf die Emission longitudinal optischer Phononen als Ursache

der mit steigender Emissionsenergie zunehmenden Streuungsverluste dar. Es konnte darauf aufbauend weiterhin gezeigt werden, dass die Charakterisierung der Energieabhängigkeit der LO-Phonon-Überlebenswahrscheinlichkeit in Verbindung mit der beschriebenen Modellierung eine Charakterisierung des parabolischen Einschlusspotentials ermöglicht. Dieser Ansatz eignet sich dabei auch zur Bestimmung steilerer Einschlusspotentiale, für welche das bislang eingesetzte Charakterisierungsverfahren auf Grundlage von Laufzeitmessungen infolge der damit verbunden hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten ungenau wird. Im Zuge der Untersuchung trat zugleich die Bedeutung eines möglichst flachen Einschlusspotentials hervor, welches einen dominanten Beitrag zur Ausprägung der LO-Phonon-Emission leistet. In Ergänzung zu energie-, längen- und magnetfeldabhängigen Messungen wiesen materialabhängige Untersuchungen zudem auf einen Beitrag der Ladungsträgerdichte auf die Streuwahrscheinlichkeiten hin. Dieser wurde anschaulich im Zusammenhang mit einer Manipulation der Elektron-Elektron-Streuquerschnitte interpretiert und auch im Zuge eines Ansatzes zur in-situ Manipulation von Streuwahrscheinlichkeiten diskutiert.

Als zweiter Themenkomplex wurde in dieser Arbeit die Einzelladungsdetektion in Single-Shot-Einzelelektronenschaltkreisen behandelt. Innerhalb dessen wurde zur optimalen Ausnutzung des nichtlinear vom Detektorarbeitspunkt abhängigen Signal-Rausch-Verhältnisses des Ladungsdetektors eine automatisierte Rekonstruktion der Detektorkennlinie aus den Single-Shot-Daten beschrieben. Diese ermöglichte für die statistische Besetzung der Detektorinsel eine von der Ausgangsbesetzung abhängige Auswertung der einzelnen Single-Shot-Zyklen und damit eine Extraktion der vollständigen Zählstatistik unter größtmöglicher Ausschöpfung des dynamischen Arbeitsbereiches des Ladungsdetektors. Gleichzeitig erlaubte der getaktete Schaltungsbetrieb ein einstellbares Signal-Rausch-Verhältnis und infolge dessen eine arbiträr hohe Genauigkeit der Detektorauswertung. So entfalteten die Single-Shot-Messungen die maximale statistische Aussagekraft, mit der Größe der Stichprobe als maßgeblichem Unsicherheitsbeitrag.

Im Anschluss an die bis dahin voneinander getrennten Untersuchungen des Transportes heißer Elektronen einerseits und der Einzelladungsdetektion in getakteten Schaltungen andererseits wurden im nächsten Schritt beide Funktionalitäten in ein einzelnes Capture&Detect-Experiment integriert. Das perspektivische Ziel dessen bestand darin, EQO-Experimente, in denen die Beobachtung des kontrollierten Auftretens von Wechselwirkungen zwischen injizierten Elektronenwellenpaketen die idealerweise vollständige Abwesenheit aller anderen Wechselwirkungen voraussetzt, mit heißen Elektronen und der aussagekräftigen Single-Shot-Messmethode vorzubereiten. Es konnte eine sehr hohe Ausbeute dieses Schaltungskonzeptes von $> 99\%$ demonstriert werden, wobei eine maßgebliche Begrenzung der Gesamtausbeute durch Streuverluste innerhalb des Wellenleiter-Segmentes beobachtet wurde. Dadurch wurde gezeigt, dass in einer Schaltung nebeneinander sowohl der für EQO-Experimente unabdingbare verlustarme Transport als auch der hier für die Detektion gewählte Einfang desselben Elektrons durch Abbau der Überschuss-

energie erreicht werden konnten. Induziert wurde das dieser Demonstration zugrunde liegende Ungleichgewicht der Streuwahrscheinlichkeiten einerseits durch die Minimierung von Wechselwirkungsquerschnitten durch Optimierung des transversalen parabolischen Einschlusspotentials im Wellenleiter sowie die kompakte räumliche Auslegung desselben. Andererseits konnte gezeigt werden, dass auch über die bloße Abmessung der Detektorinsel hinaus weitere Beiträge zu der hohen Einfangwahrscheinlichkeit existierten, infolge derer ein Wiederaustritt injizierter Elektronen nach Umrundung der Detektorinsel nicht nachweisbar war. Als zusätzliche Beiträge wurden unter anderem eine noch dediziert nachzuweisende Rückkopplung des stromdurchflossenen Ladungsdetektors sowie Einflüsse des Potentials der isolierten Detektorinsel diskutiert. Untersuchungen mit isolierter Detektorinsel ergaben darüber hinaus weitere Anzeichen der Bedeutung von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen für den Transport auch der energiereichen Elektronen fernab des Fermi-Sees. So wurde einerseits in Abhängigkeit der zunehmenden Besetzung der Insel mit Elektronen das bereits zuvor Elektron-Elektron-Wechselwirkungen zugeschriebene Regime vollständiger Energieverluste auch bei höheren Emissionsenergien reproduziert. Andererseits wurde eine Anregung kalter Elektronen beobachtet, welche durch einzeln emittierte heiße Elektronen die zum Verlassen der Detektorinsel erforderliche Überschussenergie erhielten.

Das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte Capture&Detect-Modul wurde zwischenzeitlich mehrfach und in unterschiedlichen Schaltungen erfolgreich betrieben, sodass es zukünftig als Baustein auch in anderen getakteten Einzelelektronenschaltungen zur Anwendung gebracht werden kann. Ein Ausblick darauf wurde zum Abschluss dieser Arbeit anhand einer Schaltung demonstriert, in der zwei Capture&Detect-Bausteine integriert wurden. Mithilfe dessen wurden in einem ersten Mehrelektronenexperiment zusätzlich die Koinzidenzkorrelationen extrahiert, wobei bei Partitionierung der untersuchten Elektronenpaare hier keine Wechselwirkungen zu beobachten waren.

Schließt man an dieser Stelle den Bogen zurück zur photonischen Quantenoptik, so ergeben sich konzeptionelle Übereinstimmungen zwischen den dortigen Einzelphotonen- und den hier entwickelten Einzelelektronenexperimenten, die beiderseits Fähigkeiten für Bereitstellung, Transport und Nachweis einzelner Quanten voraussetzen. Die Effizienzen dieser funktionellen Bestandteile der jüngeren elektronischen Entwicklungen können sich dabei mit den bereits länger etablierten photonischen Implementationen durchaus messen und gehen teilweise sogar darüber hinaus. Sie sind damit Wegbereiter einer zukünftigen Durchführung hochauflösender Experimente zur Untersuchung von Ununterscheidbarkeit, Kohärenz und Interferenz einzelner hochenergetischer Elektronen.

A

ANHANG

A.1 STEUERUNG VON SINGLE-SHOT-MESSUNGEN

Die experimentelle Ansteuerung von Single-Shot-Messungen der Zählstatistik mit einem DC-Ladungsdetektor soll an dieser Stelle umfassender beschrieben werden. Hierbei wird unterschieden zwischen den drei Ebenen der *Probe*, der *Instrumente* (zur Anregung und zum Auslesen der Probe) sowie der *LabVIEW-Umgebung* (zur Kontrolle der Signalquellen und Messgeräte). Der komplette Aufbau ist in Abbildung A.1 dargestellt, sofern im Folgenden nicht anders beschrieben, kommen dieselben Instrumente zum Einsatz wie in Kapitel 3.1.3.

In Vorbereitung einer Messung wird zunächst in einem *Sequencer-VI*¹ die für einen einzelnen Zyklus benötigte Abfolge von Wellenformen (Kap. 5.2) definiert und an den Arbiträrgenerator (AWG) übertragen (grauer Pfeil). Der restliche Ablauf wird durch ein *Single-Shot-VI* kontrolliert, das in einem ersten Schritt die DC-Arbeitspunkte aller Potentiale und Potentialbarrieren setzt (ebenfalls grau). In einem zweiten Schritt wird ein *Detektor-Servo-VI* ausgeführt, das einen sensitiven Arbeitspunkt des Ladungsdetektors sucht und einstellt (blaue Pfeile). Anschließend wird die Sensitivität des resultierenden Detektor-Arbeitspunktes auf Basis der Single-Shot-Messung überprüft.

Die Funktion der Single-Shot-Messung basiert darauf, dass das Digitalmultimeter (DMM) die Messpunkte von initialer und finaler Detektorantwort in der korrekten Phasenbeziehung zur Anregungssequenz aufnimmt, was hier durch die Verwendung einer gemeinsamen, externen Triggerquelle erreicht wird (zum Einsatz kommt ein zusätzlicher Arbiträrgenerator vom Typ Keysight 33522B). Dafür werden zunächst die Triggerquelle auf die gewünschte Wiederholrate f_R und das Digitalmultimeter (DMM) auf die Aufnahme von Messpunkten mit auf f_R abgestimmter Integrationszeit und Anzahl eingestellt (rote Pfeile). Nach Empfang eines Software-Triggers (oranger Pfeil) löst die Triggerquelle dann die Messung aus, sodass AWG und DMM in korrekter Phase getriggert werden, die den Transport in der Probe anregen und synchron die zugehörige Detektorantwort auslesen (gestrichelte Pfeile).

Das *Single-Shot-VI* liest wiederum das Digitalmultimeter aus (grüner Pfeil), verwirft Datenpunkte, die parallel zu Ladungstransport oder Reset liegen (vergleiche Abbildung 5.2), bereitet die Messdaten in Form des zweidimensionalen Histogramms auf und wendet automatisiert die in Kapitel 5.3 beschriebene Brute-Force-Parametrisierung darauf an. Aus der Kenntnis der Parametri-

¹ Programm-Routinen innerhalb der LabVIEW-Umgebung werden als *VIs* bezeichnet.

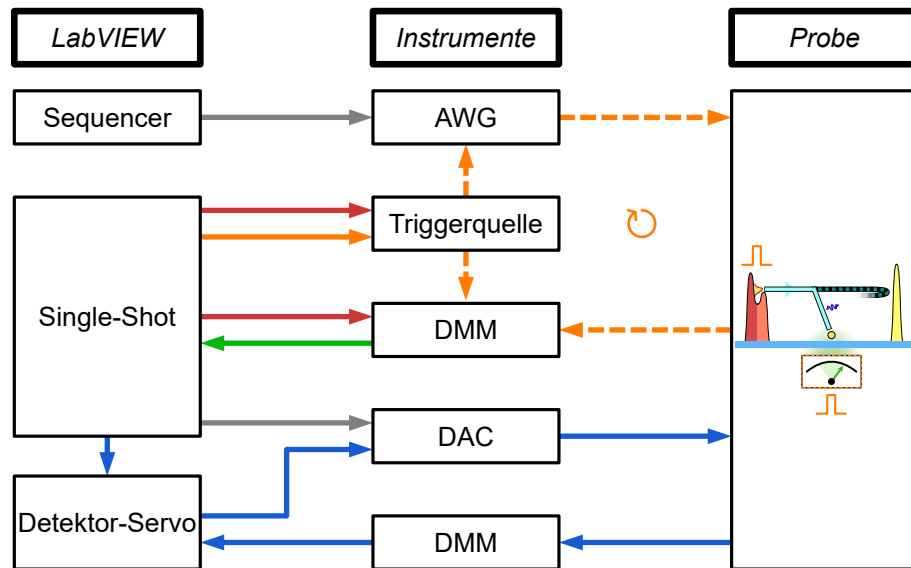


Abbildung A.1: Experimenteller Aufbau der Single-Shot-Messungen mit DC-ausgelesenem Ladungsdetektor. Erläuterungen siehe Text.

sierung und der durch den *Detektor-Servo* ermittelten Kennlinie wird dann bestimmt, ob sich der Detektor bereits in seinem sensitiven Arbeitsbereich befindet, anderenfalls wird der Arbeitspunkt nachjustiert und der vorige Prozess iterativ wiederholt.

Die zuvor beschriebene Justage des Ladungsdetektors bedingt gegenüber der angestrebten Messung mitunter einen deutlichen zeitlichen Mehraufwand. Sie ist jedoch insofern erforderlich, als dass der Detektor anderenfalls im Zuge der Variation einzelner Barrierenhöhen schnell in den insensitiven Bereich seiner Kennlinie ausgelenkt werden kann.

Ist der optimale Detektor-Arbeitspunkt gefunden, folgt die eigentliche Messung, die mit der Z -fachen Wiederholung des zuvor beschriebenen Zyklus beginnt (Pfeile in orange und grün) und mit der Berechnung der vollständigen Zählstatistik auf Basis der Brute-Force-Parametrisierung endet.

LITERATUR

- [1] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [2] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, *Physical Review Letters* **59**, 2044 (1987).
- [3] D. F. Walls und G. J. Milburn, *Quantum optics*, Zweite Aufl. (Springer Berlin Heidelberg, 2008), ISBN: 9783540285748.
- [4] R. H. Hadfield, *Single-photon detectors for optical quantum information applications*, *Nature Photonics* **3**, 696 (2009).
- [5] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall und S. V. Polyakov, *Invited review article: single-photon sources and detectors*, *Review of Scientific Instruments* **82**, 071101 (2011).
- [6] M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland und C. Schönberger, *The fermionic Hanbury Brown and Twiss experiment*, *Science* **284**, 296 (1999).
- [7] W. D. Oliver, J. Kim, R. C. Liu und Y. Yamamoto, *Hanbury Brown and Twiss-type experiment with electrons*, *Science* **284**, 299 (1999).
- [8] R. C. Liu, B. Odom, Y. Yamamoto und S. Tarucha, *Quantum interference in electron collision*, *Nature* **391**, 263 (1998).
- [9] C. Grenier, R. Hervé, G. Fève und P. Degiovanni, *Electron quantum optics in quantum hall edge channels*, *Modern Physics Letters B* **25**, 1053 (2011).
- [10] E. Bocquillon, V. Freulon, F. D. Parmentier, J.-M. Berroir, B. Plaçais, C. Wahl, J. Rech, T. Jonckheere, T. Martin, C. Grenier, D. Ferraro, P. Degiovanni und G. Fève, *Electron quantum optics in ballistic chiral conductors*, *Annals of Physics* **526**, 1 (2014).
- [11] D. C. Glattli und P. S. Roulleau, *Levitons for electron quantum optics*, *physica status solidi (b)* **254**, 1600650 (2017).
- [12] C. Bäuerle, D. C. Glattli, T. Meunier, F. Portier, P. Roche, P. Roulleau, S. Takada und X. Waintal, *Coherent control of single electrons: a review of current progress*, *Reports on Progress in Physics* **81**, 056503 (2018).
- [13] G. Fève, A. Mahé, J.-M. Berroir, T. Kontos, B. Plaçais, D. C. Glattli, A. Cavanna, B. Etienne und Y. Jin, *An on-demand coherent single-electron source*, *Science* **316**, 1169 (2007).
- [14] J. Dubois, T. Jullien, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, Y. Jin, W. Wegscheider, P. Roulleau und D. C. Glattli, *Minimal-excitation states for electron quantum optics using levitons*, *Nature* **502**, 659 (2013).

- [15] S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. D. Wieck, L. Saminadayar, C. Bäuerle und T. Meunier, *Electrons surfing on a sound wave as a platform for quantum optics with flying electrons*, *Nature* **477**, 435 (2011).
- [16] R. P. G. McNeil, M. Kataoka, C. J. B. Ford, C. H. W. Barnes, D. Anderson, G. A. C. Jones, I. Farrer und D. A. Ritchie, *On-demand single-electron transfer between distant quantum dots*, *Nature* **477**, 439 (2011).
- [17] M. D. Blumenthal, B. Kaestner, L. Li, S. Giblin, T. J. B. M. Janssen, M. Pepper, D. Anderson, G. Jones und D. A. Ritchie, *Gigahertz quantized charge pumping*, *Nature Physics* **3**, 343 (2007).
- [18] R. Scharf, T. Middelmann, A. Bauch, S. Weyers, E. Peik, R. Schödel, H. Scherer, U. Siegner, P. Becker, H. Bettin, M. Gläser, J. Fischer, B. Fellmuth, C. Gaiser, A. Sperling und S. Kück, *Experimente für das neue Internationale Einheitensystem (SI)*, PTB-Mitteilungen **126**, 2. Aufl. 07 / 2018, 53 (2016).
- [19] H. Scherer und H. W. Schumacher, *Single-electron pumps and quantum current metrology in the revised SI*, *Annals of Physics* **531**, 1800371 (2019).
- [20] B. K. Ridley, *Hot electrons in low-dimensional structures*, *Reports on Progress in Physics* **54**, 169 (1991).
- [21] D. Taubert, C. Tomaras, G. J. Schinner, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, S. Kehrein und S. Ludwig, *Relaxation of hot electrons in a degenerate two-dimensional electron system: transition to one-dimensional scattering*, *Physical Review B* **83**, 235404 (2011).
- [22] C. Emary, A. Dyson, S. Ryu, H.-S. Sim und M. Kataoka, *Phonon emission and arrival times of electrons from a single-electron source*, *Physical Review B* **93**, 035436 (2016).
- [23] C. Emary, L. A. Clark, M. Kataoka und N. Johnson, *Energy relaxation in hot electron quantum optics via acoustic and optical phonon emission*, *Physical Review B* **99**, 045306 (2019).
- [24] N. Johnson, C. Emary, S. Ryu, H.-S. Sim, P. See, J. D. Fletcher, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen und M. Kataoka, *LO-phonon emission rate of hot electrons from an on-demand single-electron source in a GaAs/AlGaAs heterostructure*, *Physical Review Letters* **121**, 137703 (2018).
- [25] T. Ota, S. Akiyama, M. Hashisaka, K. Muraki und T. Fujisawa, *Spectroscopic study on hot-electron transport in a quantum Hall edge channel*, *Physical Review B* **99**, 085310 (2019).
- [26] L. A. Clark, M. Kataoka und C. Emary, *Mitigating decoherence in hot electron interferometry*, *New Journal of Physics* **22**, 103031 (2020).
- [27] E. Bocquillon, V. Freulon, J.-M. Berroir, P. Degiovanni, B. Plaças, A. Cavanna, Y. Jin und G. Fève, *Coherence and indistinguishability of single electrons emitted by independent sources*, *Science* **339**, 1054 (2013).

- [28] N. Ubbelohde, F. Hohls, V. Kashcheyevs, T. Wagner, L. Fricke, B. Kästner, K. Pierz, H. W. Schumacher und R. J. Haug, *Partitioning of on-demand electron pairs*, Nature Nanotechnology **10**, 46 (2015).
- [29] J. D. Fletcher, N. Johnson, E. Locane, P. See, J. P. Griffiths, I. Farrer, D. A. Ritchie, P. W. Brouwer, V. Kashcheyevs und M. Kataoka, *Continuous-variable tomography of solitary electrons*, Nature Communications **10**, 5298 (2019).
- [30] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simovič, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll und A. C. Gossard, *Counting statistics of single electron transport in a quantum dot*, Physical Review Letters **96**, 076605 (2006).
- [31] C. Fricke, F. Hohls, W. Wegscheider und R. J. Haug, *Bimodal counting statistics in single-electron tunneling through a quantum dot*, Physical Review B **76**, 155307 (2007).
- [32] S. Gustavsson, R. Leturcq, T. Ihn, K. Ensslin, M. Reinwald und W. Wegscheider, *Measurements of higher-order noise correlations in a quantum dot with a finite bandwidth detector*, Physical Review B **75**, 075314 (2007).
- [33] C. Flindt, C. Fricke, F. Hohls, T. Novotný, K. Netočný, T. Brandes und R. J. Haug, *Universal oscillations in counting statistics*, Proceedings of the National Academy of Sciences **106**, 10116 (2009).
- [34] S. Takada, H. Edlbauer, H. V. Lepage, J. Wang, P.-A. Mortemousque, G. Georgiou, C. H. W. Barnes, C. J. B. Ford, M. Yuan, P. V. Santos, X. Waintal, A. Ludwig, A. D. Wieck, M. Urdampilleta, T. Meunier und C. Bäuerle, *Sound-driven single-electron transfer in a circuit of coupled quantum rails*, Nature Communications **10**, 4557 (2019).
- [35] G. Yamahata, K. Nishiguchi und A. Fujiwara, *Accuracy evaluation of single-electron shuttle transfer in Si nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistors*, Applied Physics Letters **98**, 222104 (2011).
- [36] G. Yamahata, K. Nishiguchi und A. Fujiwara, *Accuracy evaluation and mechanism crossover of single-electron transfer in Si tunable-barrier turnstiles*, Physical Review B **89**, 165302 (2014).
- [37] L. Fricke, M. Wulf, B. Kaestner, V. Kashcheyevs, J. Timoshenko, P. Nazarov, F. Hohls, P. Mirovsky, B. Mackrodt, R. Dolata, T. Weimann, K. Pierz und H. W. Schumacher, *Counting statistics for electron capture in a dynamic quantum dot*, Physical Review Letters **110**, 126803 (2013).
- [38] L. Fricke, M. Wulf, B. Kaestner, F. Hohls, P. Mirovsky, B. Mackrodt, R. Dolata, T. Weimann, K. Pierz, U. Siegner und H. W. Schumacher, *Self-referenced single-electron quantized current source*, Physical Review Letters **112**, 226803 (2014).
- [39] S. P. Giblin, P. See, A. Petrie, T. J. B. M. Janssen, I. Farrer, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie und M. Kataoka, *High-resolution error detection in the capture process of a single-electron pump*, Applied Physics Letters **108**, 023502 (2016).

- [40] S. Datta, *Electronic transport in mesoscopic systems*, Bd. 3, Cambridge studies in semiconductor physics and microelectronic engineering (Cambridge University Press, 1995), ISBN: 9780521599436.
- [41] J. S. Blakemore, *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*, Journal of Applied Physics **53**, R123 (1982).
- [42] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik*, Siebte Aufl. (Springer Berlin Heidelberg, 2009), ISBN: 9783540857952.
- [43] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Fünfzehnte Aufl. (de Gruyter Oldenburg, 2013), ISBN: 9783486597554.
- [44] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard und W. Wiegmann, *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices*, Applied Physics Letters **33**, 665 (1978).
- [45] T. Heinzel, *Mesoscopic electronics in solid state nanostructures* (Wiley-VCH, 2007), ISBN: 9783527406388.
- [46] T. Ihn, *Semiconductor nanostructures: quantum states and electronic transport* (Oxford University Press, 2010), ISBN: 9780199534432.
- [47] H. A. Fertig und B. I. Halperin, *Transmission coefficient of an electron through a saddle-point potential in a magnetic field*, Physical Review B **36**, 7969 (1987).
- [48] M. Büttiker, *Quantized transmission of a saddle-point constriction*, Physical Review B **41**, 7906 (1990).
- [49] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie und G. A. C. Jones, *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*, Journal of Physics C: Solid State Physics **21**, L209 (1988).
- [50] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel und C. T. Foxon, *Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters **60**, 848 (1988).
- [51] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore und A. E. Wetsel, *Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure*, Physical Review Letters **60**, 535 (1988).
- [52] U. Meirav, M. A. Kastner und S. J. Wind, *Single-electron charging and periodic conductance resonances in GaAs nanostructures*, Physical Review Letters **65**, 771 (1990).
- [53] M. A. Kastner, *Artificial atoms*, Physics Today **46**, 24 (1993).
- [54] R. C. Ashoori, *Electrons in artificial atoms*, Nature **379**, 413 (1996).
- [55] Y. V. Nazarov und Y. M. Blanter, *Quantum transport: introduction to nanoscience* (Cambridge University Press, 2009), 590 S., ISBN: 9780521832465.

- [56] L. P. Kouwenhoven, N. C. Van der Vaart, A. T. Johnson, W. Kool, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, A. A. M. Staring und C. T. Foxon, *Single electron charging effects in semiconductor quantum dots*, Zeitschrift für Physik B – Condensed Matter **85**, 367 (1991).
- [57] H. Grabert und M. H. Devoret, Hrsg., *Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures* (Springer US, 1992), ISBN: 9781475721669.
- [58] L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing und S. Tarucha, *Few-electron quantum dots*, Reports on Progress in Physics **64**, 701 (2001).
- [59] C. W. J. Beenakker, *Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot*, Physical Review B **44**, 1646 (1991).
- [60] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina und M. H. Devoret, *Frequency-locked turnstile device for single electrons*, Physical Review Letters **64**, 2691 (1990).
- [61] L. P. Kouwenhoven, A. T. Johnson, N. C. van der Vaart, C. J. P. M. Harmans und C. T. Foxon, *Quantized current in a quantum-dot turnstile using oscillating tunnel barriers*, Physical Review Letters **67**, 1626 (1991).
- [62] H. Pothier, P. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve und M. H. Devoret, *Single-electron pump based on charging effects*, Europhysics Letters **17**, 249 (1992).
- [63] M. H. Devoret, D. Esteve und C. Urbina, *Single-electron transfer in metallic nanostructures*, Nature **360**, 547 (1992).
- [64] J. M. Shilton, V. I. Talyanskii, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, C. J. B. Ford, C. G. Smith und G. A. C. Jones, *High-frequency single-electron transport in a quasi-one-dimensional GaAs channel induced by surface acoustic waves*, Journal of Physics: Condensed Matter **8**, L531 (1996).
- [65] K. Flensberg, A. A. Odintsov, F. Liefrink und P. Teunissen, *Towards single-electron metrology*, International Journal of Modern Physics B **13**, 2651 (1999).
- [66] J. P. Pekola, O.-P. Saira, V. F. Maisi, A. Kemppinen, M. Möttönen, Y. A. Pashkin und D. V. Averin, *Single-electron current sources: toward a refined definition of the ampere*, Reviews of Modern Physics **85**, 1421 (2013).
- [67] B. Kaestner und V. Kashcheyevs, *Non-adiabatic quantized charge pumping with tunable-barrier quantum dots: a review of current progress*, Reports on Progress in Physics **78**, 103901 (2015).
- [68] BIPM, *SI brochure: the international system of units (SI), 9th edition*, 2019.
- [69] S. P. Giblin, A. Fujiwara, G. Yamahata, M.-H. Bae, N. Kim, A. Rossi, M. Möttönen und M. Kataoka, *Evidence for universality of tunable-barrier electron pumps*, Metrologia **56**, 044004 (2019).
- [70] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, S. Amakawa, M. D. Blumenthal, L. Li, T. J. B. M. Janssen, G. Hein, K. Pierz, T. Weimann, U. Siegner und H. W. Schumacher, *Single-parameter nonadiabatic quantized charge pumping*, Physical Review B **77**, 153301 (2008).

- [71] A. Fujiwara, K. Nishiguchi und Y. Ono, *Nanoampere charge pump by single-electron ratchet using silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*, Applied Physics Letters **92**, 042102 (2008).
- [72] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, G. Hein, K. Pierz, U. Siegner und H. W. Schumacher, *Robust single-parameter quantized charge pumping*, Applied Physics Letters **92**, 192106, 192106 (2008).
- [73] S. Miyamoto, K. Nishiguchi, Y. Ono, K. M. Itoh und A. Fujiwara, *Resonant escape over an oscillating barrier in a single-electron ratchet transfer*, Physical Review B **82**, 033303 (2010).
- [74] N. Maire, F. Hohls, B. Kaestner, K. Pierz, H. W. Schumacher und R. J. Haug, *Noise measurement of a quantized charge pump*, Applied Physics Letters **92**, 082112 (2008).
- [75] S. P. Giblin, M. Kataoka, J. D. Fletcher, P. See, T. J. B. M. Janssen, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer und D. A. Ritchie, *Towards a quantum representation of the ampere using single electron pumps*, Nature Communications **3**, 930 (2012).
- [76] F. Stein, *Charakterisierung und Optimierung von Halbleiter-Einzelelektronen-pumpen*, Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2016).
- [77] V. Kashcheyevs und B. Kaestner, *Universal decay cascade model for dynamic quantum dot initialization*, Physical Review Letters **104**, 186805 (2010).
- [78] V. Kashcheyevs und J. Timoshenko, *Quantum fluctuations and coherence in high-precision single-electron capture*, Physical Review Letters **109**, 216801 (2012).
- [79] V. Kashcheyevs, *Derivation of the universal decay cascade distribution*, arXiv: 1412.3024 (2014).
- [80] V. Kashcheyevs und J. Timoshenko, *Modeling of a tunable-barrier non-adiabatic electron pump beyond the decay cascade model*, in 29th Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2014) (2014), S. 536–537.
- [81] J. D. Fletcher, P. See, H. Howe, M. Pepper, S. P. Giblin, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer, D. A. Ritchie, T. J. B. M. Janssen und M. Kataoka, *Clock-controlled emission of single-electron wave packets in a solid-state circuit*, Physical Review Letters **111**, 216807 (2013).
- [82] M. Kataoka, N. Johnson, C. Emary, P. See, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. Pepper und T. J. B. M. Janssen, *Time-of-flight measurements of single-electron wave packets in quantum Hall edge states*, Physical Review Letters **116**, 126803 (2016).
- [83] C. Leicht, P. Mirovsky, B. Kaestner, F. Hohls, V. Kashcheyevs, E. V. Kurganova, U. Zeitler, T. Weimann, K. Pierz und H. W. Schumacher, *Generation of energy selective excitations in quantum Hall edge states*, Semiconductor Science and Technology **26**, 055010 (2011).
- [84] L. Shubnikov und W. J. de Haas, *Leiden Communications* **207a, c, d, 210a** (1930).

- [85] L. Shubnikow und W. de Haas, *A new phenomenon in the change of resistance in a magnetic field of single crystals of bismuth*, *Nature* **126**, 500 (1930).
- [86] K. von Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, *New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance*, *Physical Review Letters* **45**, 494 (1980).
- [87] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii und L. I. Glazman, *Electrostatics of edge channels*, *Physical Review B* **46**, 4026 (1992).
- [88] B. I. Halperin, *Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential*, *Physical Review B* **25**, 2185 (1982).
- [89] C. W. J. Beenakker und H. van Houten, *Quantum transport in semiconductor nanostructures*, in *Semiconductor heterostructures and nanostructures*, Bd. 44, hrsg. von H. Ehrenreich und D. Turnbull, *Solid State Physics* (Academic Press, 1991), S. 1–228.
- [90] R. J. Haug, *Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields*, *Semiconductor Science and Technology* **8**, 131 (1993).
- [91] H. van Houten und C. W. J. Beenakker, *Quantum point contacts and coherent electron focusing*, in *Analogies in optics and micro electronics*, hrsg. von W. van Haeringen und D. Lenstra (Springer Netherlands, 1990), ISBN: 9789400920095.
- [92] A. Yacoby, U. Sivan, C. P. Umbach und J. M. Hong, *Interference and dephasing by electron-electron interaction on length scales shorter than the elastic mean free path*, *Physical Review Letters* **66**, 1938 (1991).
- [93] H. Predel, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, A. I. Kopeliovich und A. V. Yanovsky, *Effects of electron-electron scattering on electron-beam propagation in a two-dimensional electron gas*, *Physical Review B* **62**, 2057 (2000).
- [94] R. N. Gurzhi, A. I. Kopeliovich, A. N. Kalinenko, A. V. Yanovsky, E. N. Bogachek, U. Landman, H. Buhmann und L. W. Molenkamp, *Relaxation of high-energy quasiparticle distributions: electron-electron scattering in a two-dimensional electron gas*, *Physical Review B* **68**, 165318 (2003).
- [95] T. Schäpers, M. Krüger, J. Appenzeller, A. Förster, B. Lengeler und H. Lüth, *Effect of electron-electron interaction on hot ballistic electron beams*, *Applied Physics Letters* **66**, 3603 (1995).
- [96] A. V. Chaplik, *Energy spectrum and electron scattering processes in inversion layers*, *Sov. Phys. JETP* **33**, 997 (1971).
- [97] G. F. Giuliani und J. J. Quinn, *Lifetime of a quasiparticle in a two-dimensional electron gas*, *Physical Review B* **26**, 4421 (1982).
- [98] G. Fasol, *Electron dephasing due to Coulomb interaction*, *Applied Physics Letters* **59**, 2430 (1991).
- [99] L. Zheng und S. Das Sarma, *Coulomb scattering lifetime of a two-dimensional electron gas*, *Physical Review B* **53**, 9964 (1996).

- [100] L. W. Molenkamp, M. J. P. Brugmans, H. van Houten und C. T. Foxon, *Electron-electron scattering probed by a collimated electron beam*, *Semiconductor Science and Technology* **7**, B228 (1992).
- [101] F. Müller, B. Lengeler, T. Schäpers, J. Appenzeller, A. Förster, T. Klocke und H. Lüth, *Electron-electron interaction in ballistic electron beams*, *Physical Review B* **51**, 5099 (1995).
- [102] A. M. Lunde, S. E. Nigg und M. Büttiker, *Interaction-induced edge channel equilibration*, *Physical Review B* **81**, 041311 (2010).
- [103] A. M. Lunde und S. E. Nigg, *Statistical theory of relaxation of high-energy electrons in quantum Hall edge states*, *Physical Review B* **94**, 045409 (2016).
- [104] W. E. Bron, K. F. Renk, R. G. Ulbrich, H. Kinder, G. A. Northrop, J. P. Wolfe, L. J. Challis, K. Fossheim, R. Klein, J. T. Devreese, A. A. Maradudin, G. Benedek und D. L. Goodstein, *Nonequilibrium phonon dynamics*, hrsg. von W. E. Bron, Bd. 124, NATO ASI Series, Series B: Physics (Springer US, 1985), ISBN: 9781461325017.
- [105] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*, Vierte Aufl., Bd. 8, Graduate texts in physics (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010), ISBN: 9783642007101.
- [106] G. D. Mahan, *Many-particle physics*, Dritte Aufl., Bd. 20, Physics of solids and liquids (Springer US, 2000), ISBN: 9781475757149.
- [107] H. Fröhlich, *Electrons in lattice fields*, *Advances in Physics* **3**, 325 (1954).
- [108] G. D. Mahan, *Polarons in heavily doped semiconductors*, in *Polarons in ionic crystals and polar semiconductors*, hrsg. von J. T. Devreese (1972), S. 553–657.
- [109] T. Ando, A. B. Fowler und F. Stern, *Electronic properties of two-dimensional systems*, *Reviews of Modern Physics* **54**, 437 (1982).
- [110] S. Ryu, M. Kataoka und H.-S. Sim, *Ultrafast emission and detection of a single-electron Gaussian wave packet: a theoretical study*, *Physical Review Letters* **117**, 146802 (2016).
- [111] U. Bockelmann und G. Bastard, *Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases*, *Physical Review B* **42**, 8947 (1990).
- [112] F. Pobell, *Matter and methods at low temperatures*, Dritte Aufl. (Springer, 2007), ISBN: 9783540463566.
- [113] G. Ventura und L. Risegari, *The art of cryogenics: low-temperature experimental techniques*, Erste Aufl. (Elsevier, 2008), ISBN: 9780080444796.
- [114] Coax Co., *Cryogenic cables 2016 Catalog*, abgerufen 16.01.2020, http://www.coax.co.jp/en/wcaxp/wp-content/themes/coax/pdf/cryogenic_cable_catalogue.pdf.
- [115] Micro-Coax, *UT-085C-LL Datenblatt*, abgerufen 16.01.2020, <https://www.microstock-inc.com/datasheets/UT-085C-LL.pdf>.

- [116] Coax Co., *General Catalog 2018*, abgerufen 16.01.2020, <http://www.coax.co.jp/en/wcaxp/wp-content/themes/coax/pdf/General%20Catalogue%202018-2-5.pdf>.
- [117] M. Kataoka, J. D. Fletcher und N. Johnson, *Time-resolved single-electron wave-packet detection*, *physica status solidi (b)* **254**, 1600547 (2017).
- [118] A. J. Moorhead, J. J. Woodhouse und D. S. Easton, *Soldering of copper-clad niobium-titanium superconductor composite*, Techn. Ber. (Oak Ridge National Laboratory, Apr. 1977).
- [119] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing und D. E. Prober, *The radio-frequency single-electron transistor (RF-SET): a fast and ultrasensitive electrometer*, *Science* **280**, 1238 (1998).
- [120] D. Reifert, *Herstellung und Charakterisierung von RF-SETs für die Fehlerdetektion in Halbleiter-Einzelelektronenpumpen*, Diss. (in Vorbereitung).
- [121] L. Freise, *Untersuchung von Einzelladungspumpen mit verbesserter Kontrolle der elektrischen Potentiale*, Masterarbeit (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Nov. 2014).
- [122] Rogers Corporation, *RO3000 laminate data sheet*, abgerufen 09.12.2019, <https://rogerscorp.com/-/media/project/rogerscorp/documents/advanced-connectivity-solutions/english/data-sheets/ro3000-laminate-data-sheet-ro3003----ro3006----ro3010----ro3035.pdf>.
- [123] W. Heinrich, *Quasi-TEM description of MMIC coplanar lines including conductor-loss effects*, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **41**, 45 (1993).
- [124] Saturn PCB Design, Inc., *Saturn PCB design toolkit*, abgerufen 06.2017, http://www.saturnpcb.com/pcb_toolkit.
- [125] T. Gerster, A. Mueller, L. Freise, D. Reifert, D. Maradan, P. Hinze, T. Weimann, H. Marx, K. Pierz, H. W. Schumacher, F. Hohls und N. Ubbelohde, *Robust formation of quantum dots in GaAs/AlGaAs heterostructures for single-electron metrology*, *Metrologia* **56**, 014002 (2019).
- [126] T. Gerster, *Untersuchung und Optimierung von Halbleitereinzelelektronenpumpen auf Basis von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Diss. (in Vorbereitung).
- [127] M. Pioro-Ladrière, J. H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, L. Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski und S. Studenikin, *Origin of switching noise in GaAs/Al(x)Ga(1-x)As lateral gated devices*, *Physical Review B* **72**, 115331 (2005).
- [128] R. Schuster, E. Buks, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky und H. Shtrikman, *Phase measurement in a quantum dot via a double-slit interference experiment*, *Nature* **385**, 417 (1997).
- [129] E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu und V. Umansky, *Dephasing in electron interference by a 'which-path' detector*, *Nature* **391**, 871 (1998).

- [130] Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu und H. Shtrikman, *An electronic Mach-Zehnder interferometer*, *Nature* **422**, 415 (2003).
- [131] P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser und D. Mailly, *Direct measurement of the coherence length of edge states in the integer quantum Hall regime*, *Physical Review Letters* **100**, 126802 (2008).
- [132] H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly und F. Pierre, *Energy relaxation in the integer quantum Hall regime*, *Physical Review Letters* **105**, 056803 (2010).
- [133] C. Altimiras, H. Le Sueur, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly und F. Pierre, *Non-equilibrium edge-channel spectroscopy in the integer quantum Hall regime*, *Nature Physics* **6**, 34 (2010).
- [134] C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly und F. Pierre, *Tuning energy relaxation along quantum Hall channels*, *Physical Review Letters* **105**, 226804 (2010).
- [135] V. Venkatachalam, S. Hart, L. Pfeiffer, K. West und A. Yacoby, *Local thermometry of neutral modes on the quantum Hall edge*, *Nature Physics* **8**, 676 (2012).
- [136] E. Bocquillon, V. Freulon, J.-M. Berroir, P. Degiovanni, B. Plaçais, A. Cavanna, Y. Jin und G. Fève, *Separation of neutral and charge modes in one-dimensional chiral edge channels*, *Nature Communications* **4**, 1839 (2013).
- [137] S. Tewari, P. Roulleau, C. Grenier, F. Portier, A. Cavanna, U. Gennser, D. Mailly und P. Roche, *Robust quantum coherence above the Fermi sea*, *Physical Review B* **93**, 035420 (2016).
- [138] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha und L. P. Kouwenhoven, *Electron transport through double quantum dots*, *Reviews of Modern Physics* **75**, 1 (2002).
- [139] R. H. Blick, R. J. Haug, J. Weis, D. Pfannkuche, K. v. Klitzing und K. Eberl, *Single-electron tunneling through a double quantum dot: the artificial molecule*, *Physical Review B* **53**, 7899 (1996).
- [140] P. Wiese, *Anwendungen von Einzelelektronenpumpen für hochpräzise quantisierte Stromquellen und Schaltungen*, Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2016).
- [141] C. Leicht, *Nicht-adiabatische Halbleitereinzelelektronenpumpe unter Magnetfeldeinfluss*, Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013).
- [142] S. P. Giblin, S. J. Wright, J. D. Fletcher, M. Kataoka, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen, D. A. Ritchie, C. A. Nicoll, D. Anderson und G. A. C. Jones, *An accurate high-speed single-electron quantum dot pump*, *New Journal of Physics* **12**, 073013 (2010).
- [143] F. Stein, D. Drung, L. Fricke, H. Scherer, F. Hohls, C. Leicht, M. Götz, C. Krause, R. Behr, E. Pesel, K. Pierz, U. Siegner, F. J. Ahlers und H. W. Schumacher, *Validation of a quantized-current source with 0.2 ppm uncertainty*, *Applied Physics Letters* **107**, 103501 (2015).

- [144] F. Stein, H. Scherer, T. Gerster, R. Behr, M. Götz, E. Pesel, C. Leicht, N. Ubbelohde, T. Weimann, K. Pierz, H. W. Schumacher und F. Hohls, *Robustness of single-electron pumps at sub-ppm current accuracy level*, *Metrologia* **54**, 1 (2017).
- [145] B. Kaestner, C. Leicht, V. Kashcheyevs, K. Pierz, U. Siegner und H. W. Schumacher, *Single-parameter quantized charge pumping in high magnetic fields*, *Applied Physics Letters* **94**, 012106, 012106 (2009).
- [146] C. Leicht, B. Kaestner, V. Kashcheyevs, P. Mirovsky, T. Weimann, K. Pierz und H. W. Schumacher, *Non-adiabatic pumping of single electrons affected by magnetic fields*, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **42**, 911 (2010).
- [147] J. D. Fletcher, M. Kataoka, S. P. Giblin, S. Park, H.-S. Sim, P. See, D. A. Ritchie, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, H. E. Beere und T. J. B. M. Janssen, *Stabilization of single-electron pumps by high magnetic fields*, *Physical Review B* **86**, 155311 (2012).
- [148] B. D. Josephson, *Possible new effects in superconductive tunnelling*, *Physics Letters* **1**, 251 (1962).
- [149] J. Niemeyer, *Josephson voltage standards*, in *Handbook of applied superconductivity*, Bd. 1, hrsg. von B. Seeber (Institute of Physics Publishing, 1998), S. 1813–1834, ISBN: 9780750303774.
- [150] E. Braun, B. Schumacher und P. Warnecke, *Überblick über den Stand der Präzisionsmessungen des Quanten-Hall-Effektes*, *PTB-Mitteilungen* **108**, 93 (1998).
- [151] S. Das Sarma und E. H. Hwang, *Mobility versus quality in two-dimensional semiconductor structures*, *Physical Review B* **90**, 035425 (2014).
- [152] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler und M. Dolev, *MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding $35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$* , *Journal of Crystal Growth, International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-XV)* **311**, 1658 (2009).
- [153] M. J. Manfra, *Molecular beam epitaxy of ultra-high-quality AlGaAs/GaAs heterostructures: enabling physics in low-dimensional electronic systems*, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **5**, 347 (2014).
- [154] P. T. Coleridge, R. Stoner und R. Fletcher, *Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures*, *Physical Review B* **39**, 1120 (1989).
- [155] P. T. Coleridge, *Small-angle scattering in two-dimensional electron gases*, *Physical Review B* **44**, 3793 (1991).
- [156] Q. Qian, J. Nakamura, S. Fallahi, G. C. Gardner, J. D. Watson, S. Lüscher, J. A. Folk, G. A. Csáthy und M. J. Manfra, *Quantum lifetime in ultra-high quality GaAs quantum wells: relationship to $\Delta_{5/2}$ and impact of density fluctuations*, *Physical Review B* **96**, 035309 (2017).
- [157] S. Das Sarma und F. Stern, *Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas*, *Physical Review B* **32**, 8442 (1985).

- [158] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron und P. Delescluse, *Quantum and classical mobility determination of the dominant scattering mechanism in the two-dimensional electron gas of an AlGaAs/GaAs heterojunction*, Physical Review B **32**, 8126 (1985).
- [159] I. Neder, N. Ofek, Y. Chung, M. Heiblum, D. Mahalu und V. Umansky, *Interference between two indistinguishable electrons from independent sources*, Nature **448**, 333 (2007).
- [160] I. P. Levkivskiy und E. V. Sukhorukov, *Dephasing in the electronic Mach-Zehnder interferometer at filling factor $\nu = 2$* , Physical Review B **78**, 045322 (2008).
- [161] P. Degiovanni, C. Grenier und G. Fève, *Decoherence and relaxation of single-electron excitations in quantum Hall edge channels*, Physical Review B **80**, 241307 (2009).
- [162] D. Ferraro, B. Roussel, C. Cabart, E. Thibierge, G. Fève, C. Grenier und P. Degiovanni, *Real-time decoherence of Landau and Levitov quasiparticles in quantum Hall edge channels*, Physical Review Letters **113**, 166403 (2014).
- [163] S. E. Nigg und A. M. Lunde, *Decoherence of high-energy electrons in weakly disordered quantum Hall edge states*, Physical Review B **94**, 041407 (2016).
- [164] J. R. Hayes, A. F. J. Levi und W. Wiegmann, *Hot electron spectroscopy*, Electronics Letters **20**, 851 (1984).
- [165] J. R. Hayes, A. F. J. Levi und W. Wiegmann, *Hot-electron spectroscopy of GaAs*, Physical Review Letters **54**, 1570 (1985).
- [166] M. Heiblum, M. I. Nathan, D. C. Thomas und C. M. Knoedler, *Direct observation of ballistic transport in GaAs*, Physical Review Letters **55**, 2200 (1985).
- [167] A. Palevski, M. Heiblum, C. P. Umbach, C. M. Knoedler, A. N. Broers und R. H. Koch, *Lateral tunneling, ballistic transport, and spectroscopy in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters **62**, 1776 (1989).
- [168] F. Hohls, M. Pepper, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones und D. A. Ritchie, *Ballistic electron spectroscopy*, Applied Physics Letters **89**, 212103 (2006).
- [169] C. Rössler, S. Burkhard, T. Krähenmann, M. Rösli, P. Märki, J. Basset, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl und W. Wegscheider, *Spectroscopy of equilibrium and nonequilibrium charge transfer in semiconductor quantum structures*, Physical Review B **90**, 081302 (2014).
- [170] Linear Technology Corporation, *LTC6081/LTC6082 Datenblatt, Rev. D*, abgerufen 03.12.2020, <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/60812fd.pdf>.
- [171] M. Heiblum, D. Galbi und M. Weckwerth, *Observation of single-optical-phonon emission*, Physical Review Letters **62**, 1057 (1989).
- [172] U. Sivan, M. Heiblum und C. P. Umbach, *Hot ballistic transport and phonon emission in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters **63**, 992 (1989).

- [173] A. S. Dzurak, C. J. B. Ford, M. J. Kelly, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, H. Ahmed und D. G. Hasko, *Two-dimensional electron-gas heating and phonon emission by hot ballistic electrons*, Physical Review B **45**, 6309 (1992).
- [174] I. I. Kaya und K. Eberl, *Absolute negative resistance induced by directional electron-electron scattering in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters **98**, 186801 (2007).
- [175] J. Waldie, P. See, V. Kashcheyevs, J. P. Griffiths, I. Farrer, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie, T. J. B. M. Janssen und M. Kataoka, *Measurement and control of electron wave packets from a single-electron source*, Physical Review B **92**, 125305 (2015).
- [176] P. V. C. Hough, *Method and means for recognizing complex patterns*, US-Pat. US3069654A (1962).
- [177] R. O. Duda und P. E. Hart, *Use of the Hough transformation to detect lines and curves in pictures*, Communications of the ACM **15**, 11 (1972).
- [178] B. Y.-K. Hu und S. Das Sarma, *Many-body exchange-correlation effects in the lowest subband of semiconductor quantum wires*, Physical Review B **48**, 5469 (1993).
- [179] G. J. Schinner, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, J. P. Kotthaus und S. Ludwig, *Phonon-mediated nonequilibrium interaction between nanoscale devices*, Physical Review Letters **102**, 186801 (2009).
- [180] H. van Houten, B. J. van Wees, M. G. J. Heijman und J. P. André, *Sub-micron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions*, Applied Physics Letters **49**, 1781 (1986).
- [181] I. A. Larkin und J. H. Davies, *Edge of the two-dimensional electron gas in a gated heterostructure*, Physical Review B **52**, R5535 (1995).
- [182] R. J. Haug, A. D. Wieck, K. von Klitzing und K. Ploog, *Magnetotransport properties of Hall-bar with focused-ion-beam written in-plane-gate*, Physica B: Condensed Matter **184**, 192 (1993).
- [183] L. J. van der Pauw, *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*, Philips Research Reports **13**, 1 (1958).
- [184] C. Rössler, B. Küng, S. Dröscher, T. Choi, T. Ihn, K. Ensslin und M. Beck, *Highly tunable hybrid quantum dots with charge detection*, Applied Physics Letters **97**, 152109 (2010).
- [185] C. Rössler, T. Krähenmann, S. Baer, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl und W. Wegscheider, *Tunable charge detectors for semiconductor quantum circuits*, New Journal of Physics **15**, 033011 (2013).
- [186] I. H. Chan, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski und A. C. Gossard, *Strongly capacitively coupled quantum dots*, Applied Physics Letters **80**, 1818 (2002).
- [187] R. Landauer, *Conductance determined by transmission: probes and quantised constriction resistance*, Journal of Physics: Condensed Matter **1**, 8099 (1989).

- [188] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, G. A. C. Jones und D. G. Hasko, *Measurements of Coulomb blockade with a noninvasive voltage probe*, Physical Review Letters **70**, 1311 (1993).
- [189] S. Gustavsson, *Time-resolved single-electron detection in semiconductor nanostructures*, Diss. (Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2008).
- [190] C. Fricke, *Der Quantenpunktkontakt als Ladungsdetektor in der Transportspektroskopie*, Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2009).
- [191] W. Lu, Z. Ji, L. Pfeiffer, K. W. West und A. J. Rimberg, *Real-time detection of electron tunnelling in a quantum dot*, Nature **423**, 422 (2003).
- [192] T. Fujisawa, T. Hayashi, Y. Hirayama, H. D. Cheong und Y. H. Jeong, *Electron counting of single-electron tunneling current*, Applied Physics Letters **84**, 2343 (2004).
- [193] R. Schleser, E. Ruh, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll und A. C. Gossard, *Time-resolved detection of individual electrons in a quantum dot*, Applied Physics Letters **85**, 2005 (2004).
- [194] L. M. K. Vandersypen, J. M. Elzerman, R. N. Schouten, L. H. Willems van Beveren, R. Hanson und L. P. Kouwenhoven, *Real-time detection of single-electron tunneling using a quantum point contact*, Applied Physics Letters **85**, 4394 (2004).
- [195] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems Van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen und L. P. Kouwenhoven, *Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot*, Nature **430**, 431 (2004).
- [196] D. Reifert, M. Kokainis, A. Ambainis, V. Kashcheyevs und N. Ubbelohde, *A random-walk benchmark for single-electron circuits*, Nature Communications **12**, 285 (2021).
- [197] S. Hermelin, *Single electron transport in nanostructures*, Diss. (Université de Grenoble, 2012).
- [198] H. Edlbauer, *Electron-quantum-optics experiments at the single particle level*, Diss. (Université Grenoble Alpes, 2019).
- [199] N. Ubbelohde, Private Korrespondenz.
- [200] A. Agresti und B. A. Coull, *Approximate is better than "exact" for interval estimation of binomial proportions*, The American Statistician **52**, 119 (1998).
- [201] L. D. Brown, T. T. Cai und A. DasGupta, *Interval estimation for a binomial proportion*, Statistical Science **16**, 101 (2001).
- [202] S. J. Wright, M. D. Blumenthal, G. Gumbs, A. L. Thorn, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen, S. N. Holmes, D. Anderson, G. A. C. Jones, C. A. Nicoll und D. A. Ritchie, *Enhanced current quantization in high-frequency electron pumps in a perpendicular magnetic field*, Physical Review B **78**, 233311 (2008).

- [203] E. Bocquillon, F. D. Parmentier, C. Grenier, J.-M. Berroir, P. Degiovanni, D. C. Glattli, B. Pla çais, A. Cavanna, Y. Jin und G. Fève, *Electron quantum optics: partitioning electrons one by one*, Physical Review Letters **108**, 196803 (2012).
- [204] G. Fève, P. Degiovanni und T. Jolicoeur, *Quantum detection of electronic flying qubits in the integer quantum Hall regime*, Physical Review B **77**, 035308 (2008).
- [205] R. Thalineau, A. D. Wieck, C. Bäuerle und T. Meunier, *Using a two-electron spin qubit to detect electrons flying above the Fermi sea*, arXiv:1403.7770 (2014).
- [206] D. C. Glattli, J. Nath, I. Taktak, P. Roulleau, C. Bauerle und X. Waintal, *Design of a single-shot electron detector with sub-electron sensitivity for electron flying qubit operation*, arXiv:2002.03947 (2020).
- [207] M. Seifart, *Sample-and-Hold-Verstärker*, in *Automatisierungstechnik 2*, hrsg. von H.-J. Gevatter (Springer, 2000), ISBN: 9783540670858.
- [208] D. Drung, C. Krause, U. Becker, H. Scherer und F. J. Ahlers, *Ultrastable low-noise current amplifier: a novel device for measuring small electric currents with high accuracy*, Review of Scientific Instruments **86**, 024703 (2015).
- [209] D. Drung, C. Krause, S. P. Giblin, S. Djordjevic, F. Piquemal, O. Séron, F. Rengneuz, M. Götz, E. Pesel und H. Scherer, *Validation of the ultrastable low-noise current amplifier as travelling standard for small direct currents*, Metrologia **52**, 756 (2015).
- [210] V. Kashcheyevs und P. Samuelsson, *Classical-to-quantum crossover in electron on-demand emission*, Physical Review B **95**, 245424 (2017).
- [211] N. Johnson, J. D. Fletcher, D. A. Humphreys, P. See, J. P. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen und M. Kataoka, *Ultrafast voltage sampling using single-electron wavepackets*, Applied Physics Letters **110**, 102105 (2017).
- [212] B. Brill und M. Heiblum, *Electron heating in GaAs due to electron-electron interactions*, Physical Review B **49**, 14762(R) (1994).
- [213] D. Taubert, G. J. Schinner, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, C. Tomaras, S. Kehrein und S. Ludwig, *Electron-avalanche amplifier based on the electronic Venturi effect*, Physical Review B **82**, 161416 (2010).
- [214] D. Taubert, G. J. Schinner, C. Tomaras, H. P. Tranitz, W. Wegscheider und S. Ludwig, *An electron jet pump: the Venturi effect of a Fermi liquid*, Journal of Applied Physics **109**, 102412 (2011).
- [215] M. Heiblum, *Tunneling hot electron transfer amplifiers (THETA): amplifiers operating up to the infrared*, Solid-State Electronics **24**, 343 (1981).
- [216] A. Palevski, C. P. Umbach und M. Heiblum, *High-gain lateral hot-electron device*, Applied Physics Letters **55**, 1421 (1989).
- [217] D. Taubert, M. Pioro-Ladrière, D. Schröer, D. Harbusch, A. S. Sachrajda und S. Ludwig, *Telegraph noise in coupled quantum dot circuits induced by a quantum point contact*, Physical Review Letters **100**, 176805 (2008).

- [218] D. Harbusch, D. Taubert, H. P. Tranitz, W. Wegscheider und S. Ludwig, *Phonon-Mediated versus Coulombic Backaction in Quantum Dot Circuits*, Physical Review Letters **104**, 196801 (2010).
- [219] E. Locane, P. W. Brouwer und V. Kashcheyevs, *Time-energy filtering of single electrons in ballistic waveguides*, New Journal of Physics **21**, 093042 (2019).
- [220] F. Hassler, M. V. Suslov, G. M. Graf, M. V. Lebedev, G. B. Lesovik und G. Blatter, *Wave-packet formalism of full counting statistics*, Physical Review B **78**, 165330 (2008).

PUBLIKATIONEN

Teile dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht:

- [1] L. Freise, T. Gerster, D. Reifert, T. Weimann, K. Pierz, F. Hohls und N. Ubbelohde, *Trapping and counting ballistic nonequilibrium electrons*, Physical Review Letters **124**, 127701 (2020).

Weitere Publikationen:

- [1] T. Gerster, A. Mueller, L. Freise, D. Reifert, D. Maradan, P. Hinze, T. Weimann, H. Marx, K. Pierz, H. W. Schumacher, F. Hohls und N. Ubbelohde, *Robust formation of quantum dots in GaAs/AlGaAs heterostructures for single-electron metrology*, Metrologia **56**, 014002 (2019).
- [2] B. Horn-Cosfeld, M. Cerchez, T. Heinzel, L. Freise, K. Pierz und H. W. Schumacher, *Generation of phonon-induced resistance oscillations by terahertz radiation*, Physical Review B **100**, 245407 (2019).

LEBENS LAUF

2001 - 2008 Gymnasium Großburgwedel, Abitur

2009 - 2014 Studium der Nanotechnologie
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

2012 Bachelor of Science

2014 Master of Science

2015 - 2021 Vorbereitung der Dissertation
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

DANKSAGUNG

Vom Aufbau des Experimentes bis zum Abschluss dieses Promotionsvorhabens war es ein weiter und zuweilen steiniger Weg, den ich glücklicherweise nicht auf mich allein gestellt beschreiten musste. Und so gibt es eine Reihe von Personen, denen ich an dieser Stelle für die mir zuteilgewordene Unterstützung meinen Dank aussprechen möchte.

Ich danke Frank Hohls, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir dort die Möglichkeit zur Bearbeitung dieser interessanten Fragestellung gegeben hat. Ich bedanke mich auch für die stete Diskussionsbereitschaft und die Unterstützung wo immer nötig.

Rolf Haug, durch den ich erst in die Festkörperphysik gekommen bin, gilt mein Dank für die langjährige Förderung und die Bereitschaft, auch meine Doktorarbeit zu betreuen und kritisch zu hinterfragen.

Christopher Bäuerle danke ich für die freundliche Übernahme eines Korreferates.

Bei Niels Ubbelohde bedanke ich mich für die hervorragende und kaum im Detail aufzuschlüsselnde Unterstützung im Forschungsalltag, durch die ich unwahrscheinlich viel lernen konnte.

Es war mir eine ausgesprochene Freude, den Laboralltag mit Dario Maradan sowie meinen Mitdoktoranden David Reifert, Thomas Gerster und Tobias Wenz bestreiten zu dürfen, die in unterschiedlicher Zusammensetzung vom Aufbau des Experimentes bis zum Korrekturlesen immer zur Stelle waren – danke!

Klaus Pierz und Holger Marx danke ich für die Vielzahl unterschiedlicher 2DEGs, zudem Masaya Kataoka resp. David Ritchie für die Bereitstellung von Vergleichsmaterial.

Danke an Thomas Weimann für die vielen Belichtungen.

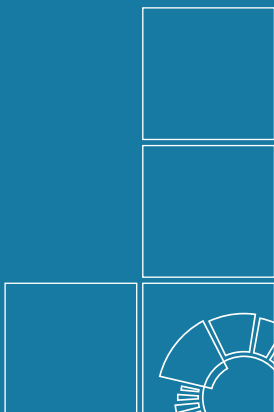
Manfred Kitschke und Peter Duda danke ich für die bisweilen auch kurzfristige feinmechanische Zuarbeit.

Meinen Dank auch an Slava Kashcheyevs, der bei seinen PTB-Besuchen immer ein offenes Ohr hatte.

Nicht zuletzt danke ich für die organisatorische Unterstützung Katrin Volkmer und Christine Becker, sowie darüber hinaus auch allen anderen noch nicht namentlich genannten Kolleginnen und Kollegen aus dem Fachbereich und darüber hinaus, die auf vielfältige Art und Weise zur Entstehung dieses Werkes beigetragen und das angenehme Betriebsklima geprägt haben.

Außerhalb der Arbeitswelt zunächst ein herzliches Dankeschön an meine Familie und besonders meine Eltern, ohne deren Zutun ich wohl kaum in die Verlegenheit gekommen wäre, eine Dissertation anzufertigen.

Schließlich gilt mein tief empfundener Dank Alina, der ich in letzter Zeit eine Menge Geduld abverlangt habe und die mir trotz allem stets den Rücken gestärkt hat. Ich danke dir!



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21
Telefax: (05 31) 592-92 92
www.ptb.de

Vertrieb:

Fachverlag NW in der
Carl Schünemann Verlag GmbH

Zweite Schlachtpforte 7
28195 Bremen

Telefon: (04 21) 369 03-0
Telefax: (04 21) 369 03-63
www.schuenemann-verlag.de